Oceanog. Soc. of Japan
Journal
(4)
LIBRARY
DEC 13 1960
15(4)

日本海洋学會誌

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

Volume 15, Number 4 ~~MARCH 1960~~ DECEMBER 1959

CONTENTS

吉田耕造：赤道潜流（クロムウエル海流）及び赤道湧昇流の理論—特にその沿岸海流との類似（英文）……159～170

市栄　誉：海洋における染料の水平拡散について（英文）……171～176

市栄　誉：海流の南北成分のない面の決定について（英文）……177～179

岡本　巖：海面に現われる Slick について—II.……181～184

山本広志・今井嘉彦：本邦内湾の海洋化学的研究—X. 浦戸湾における鉄およびマンガンの分布……185～190

弘田礼一郎：*Sagitta crassa* の形態変化について……191～202

寄稿……203～206
録事……207～209

K. YOSHIDA: *A Theory of the Cromwell Current (the Equatorial Undercurrent) and of the Equatorial Upwelling—An Interpretation in a Similarity fo a Coastal Circulation*……159～170

T. ICHIYE: *A Note on Horizontal Diffusion of Dye in the Ocean.*……171～176

T. ICHIYE: *A Note on Determination of the Depth of No Meridional Motion*……177～179

I. OKAMOTO; *Slicks on the Sea Surface* (in Japanese)……181～184

H. YAMAMOTO: and Y. IMAI: *Oceanographical Studies on Japanese Inlets-X. On the Distribution of Iron and Manganese in Sea Water in Urado Bay* (in Japanese)……185～190

R. HIROTA: *On the Morphological Variation of* Sagitta crassa (in Japanese)……191～202

Proceedings……203～206
Correspondences……207～209

Published quarterly by the

Oceanographical Society of Japan

c/o Geophysical Institute, University of Tokyo

Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

日本海洋学会

日本海洋学会誌編集委員会

委員長　松江吉行（東京大学農学部）
委　員　中野猿人（気象庁）
南日俊夫（気象研究所）
新野　弘（東京水産大学）
深井麟之助（東海区水産研究所）
吉田耕造（東京大学理学部）
小牧勇蔵（東京大学農学部）

日本海洋学会誌投稿規定

1. 投稿資格　報文の投稿者は，原則として本会々員に限る．但し会員外の協同研究者を含むことは差支えない．

2. 報文の受理　編集委員会が報文を受理した日をもつて受理日と定める．尚受理報文は，原則としてすでに公の会で講演されたもので，未印刷のものに限る．特に日本海洋学会の年会又は月例会で講演されたものであることが望ましい．原稿には講演の年月日・会名・場所を附記されたい．

報文の原稿は，東京都文京区向ケ丘彌生町東京大学理学部地球物理学教室内日本海洋学会事務局宛直送のこと．

3. 報文の用語　報文の用語は，和文（英文の要約を含む）又は欧文（原則として英語）の何れでもよい．

4. 原稿の書き方　報文は簡潔にわかり易く書き，図表を含めて**印刷頁で10頁以内**（和文では400字詰原稿用紙図表を含めて約45枚以内，欧文では通常のタイプライター用紙に，ダブル・スペース25行で，図表を含めて約25枚以内）を原則とし，それを超える時は，1頁につき1,500円の実費を申受ける．**なお著者は必ず原稿の写しを保管しておくこと．**

原稿を書く時には，次のことがらに留意されたい．

（a）　和文原稿は，原稿用紙に読み易い字体で書き，欧文原稿は厚手の用紙にダブル・スペースでタイプすること．

（b）　報文の始めには，題名・著者名・所属機関名を明示すること．和文（英文）原稿では，之等の項目を英文（和文）でも附記すること．

（c）　和文原稿には，本文の始めに英文の要約を附すること．

（d）　図はそのまま版下になるように，黒インク又は墨で書くこと．図の大きさ(特に図の中の数字等)は印刷時の縮少を考慮して書くこと．

（e）　図及び表はなるべく少くしていただきたい．図8枚を超える場合及び特殊なものに対しては，実費を申受けることがある．

（f）　図及び表には必ず説明をつけ，和文原稿でも図表の説明は英文で書くこと．

（g）　数式は行を開けて，明瞭に書くこと．

（h）　引用文献は，報文の最後にまとめてつけ，和文の場合には通し番号をつけ番号順に，欧文の場合には，著者のアルファベット順に並べること．

（i）　人名（和文中の外国人名を含む）はスモール・キヤピタルを用いる．

（j）　論文の型式は第12巻以後の各号を参照して，之にしたがうこと．

5. 編集　日本海洋学会誌の編集は，編集委員会で行う．編集委員会は，事情により原稿中の字句の加除訂正を行い，或いは著者に請求することがある．内容の如何によつては原稿を受理しないことがある．初校は原則として著者が行う．

6. 別刷　別刷は報文一編につき50部を無料で著者に進呈する．これ以上の部数に対しては，実費（送料を含む）を徴収する．

7. 各号の原稿締切予定及び発刊予定日

	原稿締切	発刊予定日
第1号	1月末日	3月末日
第2号	4月末日	6月末日
第3号	7月末日	9月末日
第4号	10月末日	12月末日

A Theory of the Cromwell Current (the Equatorial Undercurrent) and of the Equatorial Upwelling
—An Interpretation in a Similarity to a Costal Circulation*—

Kozo YOSHIDA**

Abstract: A theory is given to account for the CROMWELL Current—the Equatorial Undercurrent. The equatorial upwelling is closely related to the Current, and a remarkable similarity (IS SEEN) between the equatorial circulation and the circulation in the coastal upwelling regions. The widths of the equatorial upwelling as well as of the CROMWELL Current the maximum speeds of the upwelling and of the CROMWELL Current, the depth of the core and the thickness of the CROMWELL Current, are all found to be explained quantitatively. The rate of change in the CORIOLIS parameter with latitude and the mean vertical stability of the waters are essential to determine those length scales of the phenomena. The easterly wind stress over the equatorial region is responsible for the processes.

1. Introduction

In 1952, Townsend CROMWELL et al. (CROMWELL et al., 1954) discovered an excitingly strong current flowing eastward just below the west-going surface equatorial current. This was the current which had not been known to us before and has been established by later investigation. Particularly, recent direct measurements of the current by John KNAUSS (1958) have revealed striking features of the current. This subsurface current which had hitherto been entirely unknown and has now become convinced to exist is named the CROMWELL Current or the Equatorial Undercurrent.

We are so curious about this current not only because it is new to us, having entirely been overlooked by the world oceanographers, but also because the discovery seems to provide us with an extremely interesting phenomenon in the ocean. As KNAUSS has reported. the current is narrow, thin, deep and strong, the core of the current sticking to the equator, with a striking symmetry about the equator. All other ocean currents as far as we know do reveal certain variations in their axes, mostly in responses to those in large-scale wind system.

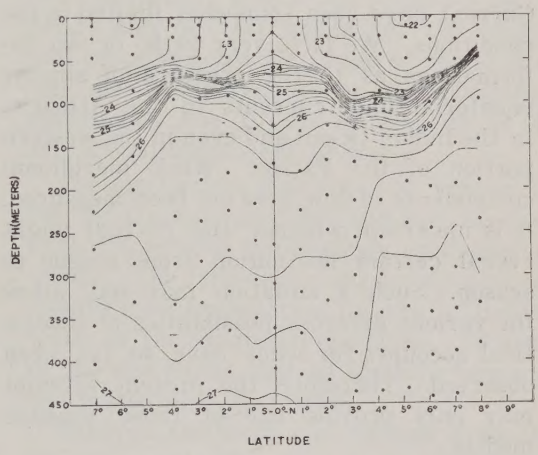


Fig. 1. *Sigma-t.* Northbound section along 140°W longitude, 7°S to 8°N, Stations 17–31, June 3–8, 1952 (Hugh M. SMITH cruise 15).
Sigma-t, in grams per liter, isopleth interval 0.2 gr/l, (according to T. S. AUSTIN, Mid-Pacific oceanography V, U.S. Fish and Wildlife Serv., Spec. Sci. Rep.: Fish. No. 136, Fig. 9)

The temperature and density sections in the meridional plane across the equator reveal the outstanding features of "vertical divergence" of isotherms and isopycnals (Fig. 1), between 50 and 500 meter depths. Most of those sections to the east of about 180° longitude reveal this feature but not usually to the west. This feature looks very similar, at least apparently, to that

* Received Dec. 19, 1959
** Geophysical Institute, Tokyo University, Tokyo

encountered in the regions where pronounced coastal upwelling takes places, such as off California.

The CROMWELL Current appears to be present right in the layer of such characteristic density feature or at least to be closely related to this density structure. In fact, it is apparent from the density distributions that the Undercurrent is nearly in geostrophic balance with the pressure field. The question is then how such pressure field can be produced and maintained. It will be attemped in this paper to give a possible dynamical explanation for the occurence of the CROMWELL Current as so far observed.

Of course, foregoing observations of the Current have been somewhat limited in the conditions. We have very little or no informations as to the pressure of similar equatorial undercurrents in the Atlantic, in the Indian Ocean and even in the western portion of the Pacific. Weak meridional components of flow have not been measured. It is uncertain whether the current might reveal certain fluctuation from season to season. Such a situation may still allow for various different possibilities of theoretical accounts for what have so far been observed. Therefore, the present attempt may only provide one of those possible models.

The model considered in this paper is that within the framework of a linear system. The CORIOLIS change with latitudes is the most important factor, and the density stratification is essential to the process as well. The equatorial upwelling which is confined near the equator is considered to be closely related to the Undercurrent. The easterly winds over the equatorial regions will be responsible for the upwelling and consequently for the Undercurrent. The Undercurrent will be present in the layer below the surface layer within which the wind-induced horizontal *divergence* is assumed to be limited. This lower layer is thus a layer of convergence compensating the surface divergence layer and corresponds to that of characteristic density-divergent features as described before. Two different mechanism will be considered for maintaining such subsurface convergence: one is through the equatorward flow with longitudinally uniform eastward flow, and the other is through the eastward current decreasing its speed toward eastern boundary. The former model would apply to the regions in the central portion of the equatorial oceans where the undercurrent exists with relatively uniform velocity longitudinally. Although observations seem to show that the core velocity of the Current does not vary appreciably between the Galapagos Island and 140°W and disappears rather abruptly near the Island, the depth of the core seems to decrease toward the east, so that the latter model may be suggested to apply for eastern regions.

It will be found from the following analysis that the principal features as observed may be explained quantitatively by those dynamical models which are highly simplified. The similarity of the equatorial circulation to the coastal circulation will also be considered to be real, and the narrow coastal undercurrent in certain regions of coastal upwelling may be suspected.

2. The observed facts to be accounted for will be those as follows: (1) The CROMWELL Current exists at and very near the equator, between 2°S and 2°N approximately and is symmetrical about the equator: (2) The core of the current is at about 100 meters; (3) The thickness of the current is about 400 meters between the depth of 50 and 500 meters; (4) The maximum velocities of the Current (at the core) are about 100–150 cm-sec^{-1}; (5) The core of the current is likely to be fixed at the equator and to be quite steady; (6) The temperature and density profiles on the meridional section across equator indicate striking features of the vertical stretching of the layer near the thermocline which appear to be characteristic to the CROMWELL Current.

Of course, it would be quite probable that

nonlinear terms are comparable with other terms in the dynamic balances* very near the equator, especially around the core of the undercurrent. The significances of the use of vertical mixing without these nonliner effects might be doubtful, so that it would not be justified to go much in details of the Undercurrent at the very equator, such as the depth of the core and the thickness of the Current within the framework of the linear system considered.

Highly concentrated activities within the narrow equatorial zone are *not* the direct consequence of the external forces such as winds having similar concentration. Instead, the winds have rather much more uniform distribution over larger areas. The physical factors which may cause such a concentrated pattern in the ocean must therefore be seeked for in dynamical mechanism within the interior of the ocean system.

As far as the surface winds over the equatorial regions are relatively uniform, the distributions of the upwelling centered at the equator will be nearly symmetrical about the equator. The width of the upwelling zone may not essentially depend upon wind conditions but only on characteristics of density stratification and on a rate of change in the CORIOLIS parameter. It will be shown that *if* the horizontal divergence associated with the wind-induced upwelling is limited within the surface layer, the convergence to maintain the surface divergence would require the eastward corrent in the layer just below the surface layer.

3. Equatorial upwelling

Alike the processes along the coast (SVERDRUP et al., 1942), the easterly winds along the equator appear to be essentially responsible for the equatorial processes under consideration. We may note that the easterly component of the average winds along the equator of the Pacific has the maximum intensity at the longitudes nearly in the half way between the 180th meridiam and the eastern coast, that is, around 130° to 135° W in all seasons (HIDAKA, 1958). The surface current charts (such as CROMWELL et al., 1959; the Oceans) seem to show that the westward surface drift has the maximum speed at some longitudes between 110° and 140°W, nearly in consistence with the wind distributions.

Such distributions in the westward surface drifts will tend to give the surface divergence in the east and convergence in the west. However, the equatorial upwelling may seem to be indicated to occur at least in the eastern half of the equator, to the east of 180° meridian. Hence the principal factor which may be responsible for the equatorial upwelling in wide range of the equator will be considered to be the horizontal divergence due to the distribution of the meridional component of flow.

The mechanism may then be similar to that for the coastal upwelling and may be close to that described qualitatively by CROMWELL (1952). The following analysis will give the quantitative explanation for the latitudinal width of the equatorial upwelling, the speed of the upwelling, and so forth in terms of the measurable quantities.

Taking x eastward, y northward (from the equator), and z downward (from the sea surface), the equations for the layer above are

$$-fv=-\frac{\partial p}{\partial x}+A\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{3.1}$$

$$fu=-\frac{\partial p}{\partial y}+A\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{3.2}$$

where f is the CORIOLIS parameter, p is the pressure, u and v are the eastward and northward components of the horizontal currents respectively, and A is the eddy viscosity (vertical mixing coefficient).

The term $A\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$ in (3.2) can be ignored as it can be seen unimportant essentially. For this surface layer, we may put approximately

* The order of magnitudes is attempted in the recent preprint manuscript by Dr. R.S. ARTHUR (1959).

$$A\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\simeq\frac{\tau_x+\left(A\frac{\partial u}{\partial z}\right)_H}{H} \qquad (3.3)$$

where τ_x is the eastwest component of the surface wind stress.
Then (3.1) becomes

$$-\frac{1}{H}\left(A\frac{\partial u}{\partial z}\right)_H-fv=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\tau_x}{H} \qquad (3.4)$$

Let us assume for the whole layers,

$$w\frac{\overline{\partial\rho}}{\partial z}=\frac{A}{\bar{\rho}}\frac{\partial^2\rho}{\partial z^2}\ ^* \qquad (3.5)$$

where ρ is the density of sea water and w is the vertical component of velocity.
Then from (1.2) and (1.4),

$$A\frac{\partial^3 u}{\partial z^3}\simeq-\frac{gA}{f}\frac{\partial^3\rho}{\partial y\,\partial z^2}=-\frac{gs}{f}\frac{\partial w}{\partial y} \qquad (3.6)$$

where $s=\dfrac{\overline{\partial\rho}}{\partial z}$.

It may be assumed that the vertical velocity having the maximum value at $z=H$ and vanishing at the sea surface would be expressed, to the first approximation, by

$$w\simeq w_H\sin\frac{\pi}{2H}z \qquad (3.7)$$

near the depth $z=H$.
In this case, from (3.6)

$$\left(A\frac{\partial u}{\partial z}\right)_H=\frac{gs}{f}\left(\frac{2H}{\pi}\right)^2\frac{\partial w_H}{\partial y} \qquad (3.8)$$

so that (3.4) becomes

$$-\frac{4gsH}{f\pi^2}\frac{\partial w_H}{\partial y}-fv=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\tau_x}{H} \qquad (3.9)$$

If we follow the CROMWELL's model for the upwelling, we could ignore $\partial u/\partial x$ and $\partial p/\partial x$. On the other hand, we might have somewhat better approximation, if we retain $\partial p/\partial x$ and assume it to be equal to $2/5\ \tau_x/H$ according to the REID's density model.

In this case, $\partial v/\partial y\simeq-w_H/H$ and (3.9) become

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}-\frac{f^2}{gH_1\Delta\rho}v=\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{H}\frac{f}{gH_1\Delta\rho} \qquad (3.10)$$

where $gH_1\Delta\rho=4\dfrac{gsH^2}{\pi^2}$ (3.11)

The equation (3.10) can be written

$$\frac{d^2P}{d\xi^2}-\xi^2P=-\xi \qquad (3.12)$$

where P and ξ are dimensionless quantities defined by

$$v=\left(-\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{H}\right)\frac{1}{\beta L_\beta}P \qquad (3.13)$$

$$y=L_\beta\xi$$

and $$L_\beta=\frac{(gH_1\Delta\rho)^{1/4}}{\sqrt{\beta}} \qquad (3.15)$$

werhe $\beta=df/\partial y\simeq2\times10^{-13}$ cm^{-1} sec^{-1}, and quantity L_β is a characteristic length which is essential to the lengths involved in the process.

It would be desirable to obtain the solution of (3.12) which tends to ξ^{-1} for sufficiently large values of ξ. Instead of this, we may assume $P=0$ for $\xi=0$ and $P\simeq\xi^{-1}$ for sufficiently large values of ξ.
Although the numerical solutions** under these conditions give some small departures from ξ^{-1} for very large values of ξ, they are sufficiently accurate for the range of ξ which is of interest. Assuming $P=0$ for $\xi=0$ and $P=\xi^{-1}$ for $\xi=4$, the solution is obtained as illustrated in Fig. 2A. consider-

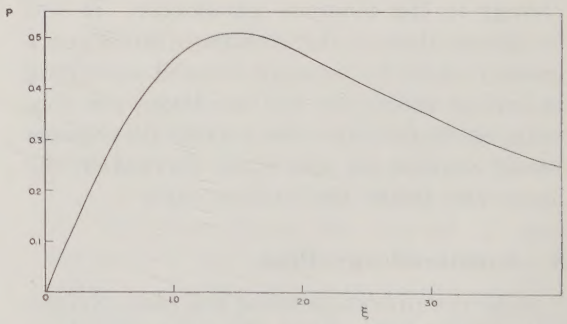


Fig. 2A. Latitudinal distribution of the meridional velocity: expressed by the dimensionless parameters.

* Although A may differ from the eddy viscosity defined in (3.1), we have little knowledge as to the difference and will simply disregard the difference under this crude model.

** The solution of (1.11) is given by

$$P(\xi)=\left.\frac{dP}{d\xi}\right|_0\xi\left(1+\frac{\xi^4}{5\cdot4}+\frac{\xi^8}{9\cdot8\cdot5\cdot4}+\frac{\xi^{12}}{13\cdot12\cdot9\ 8\cdot5\cdot4}+\cdots\cdots\right)$$
$$-\frac{\xi^3}{3\,1}\left(1+\frac{\xi^4}{7\cdot6}+\frac{\xi^8}{11\cdot10\cdot7\cdot6}+\frac{\xi^{12}}{13\cdot14\cdot11\cdot10\ 7\cdot6}+\cdots\cdots\right)$$

ing that (3.10) is rather crude equation with τ_x constant and that obtained values of P approach to ξ^{-1} well for these large values of ξ concerned, this approximation may practically be good enough.

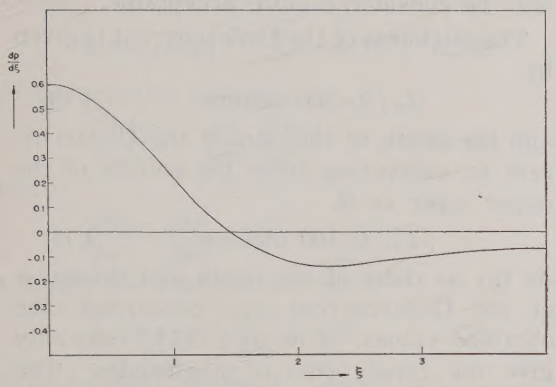


Fig. 2B. Latitudinal distribution of the vertical velocity: expressed by the dimensionless parameters.

Important numerical values thus determined are of the following quantities:

(i) Initial slope of P,

$$\left.\frac{dP}{d\xi}\right|_{\xi=0} \simeq 0.60$$

(ii) ξ for the maximum value of P,

$$\xi_M \simeq 1.45$$

(iii) The maximum value of P,

$$P_{\max} \simeq 0.51$$

(iv) The inflection point of P, and the slope of P at this point,

$$\xi_i \simeq 2.3, \quad \text{and} \quad \left.\frac{dP}{d\xi}\right|_{\xi_i} \simeq -0.14$$

With these values, the physical quantities are given as follows:

(i) The half meridional width of the upwelling region,

$$y_M \simeq 1.45\ L_\beta$$

(ii) The maximum value of v,

$$v_M \simeq -\frac{0.60}{\beta L_\beta}\left(\frac{5}{3}\frac{\tau_x}{H}\right)$$

(iii) The upwelling velocity at the equator,

$$w_H\Big|_{y=0} \simeq 0.60\left(\frac{5}{3}\frac{\tau_x}{\beta L_\beta^2}\right)$$

(iv) The value of y for maximum sinking and the maximum velocity,

$$y_s \simeq 2.3\ L_\beta,$$

and

$$w_s \simeq -\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{\beta L_\beta^2} \times 0.14$$

The actual density data in the equatorial region of the Pacific indicate that the mean vertical stability $\overline{\partial\rho}/\partial z$ over the upper 500 meters is about 6 to 8×10^{-8}. As the values of those physical quantities are relatively insensitive to the changes in the values of the stability chosen for this range, the values of 6×10^{-8} will be employed.

Putting $H=10^4$ cm and $\tau_x=-0.5$ dynes cm^{-2}, we obtain $gH_1\Delta\rho \simeq 2.5\times10^3$ cm^2·sec^{-2} and $L_\beta \simeq 1.57\times10^7$ cm.

With these values,

(i) $y_M \simeq 2.3\times10^7$ cm (latitudes: 2.3°N and S)

(ii) $v_M \simeq 4.9$ cm · sec^{-1} (poleward)

(iii) $w_H|_0 \simeq -3.0\times10^{-3}$ cm·sec^{-1} (upwelling)

(iv) $y_s \simeq 3.6\times10^7$ cm (latitudes: 3.6°N and S)

$w_s \simeq 0.7\times10^{-3}$ cm·sec^{-1} (sinking)

All of these values look very reasonable in comparison with the average values so far observed. It should be noted that these values depend only upon the average vertical stability as far as τ_x and H are given as observed.

4. Equatorial Undercurrent (CROMWELL Current)

Let us now deal with the layers below $z=H$ with the same equations (3.1), (3.2) and (3.5). The approximation (3.3) and hence (3.4) are not valid for the layers now concerned. From (3.1) and (3.2), eliminating the pressure terms,

$$-f\frac{\partial w}{\partial z}+\beta v \simeq -A\frac{\partial^3 u}{\partial y\,\partial z^2} \qquad (4.1)$$

As (3.6) is valid, (4.1) becomes

$$f\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}-\beta\frac{\partial v}{\partial z} \simeq -gs\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{f}\frac{\partial w}{\partial y}\right) \qquad (4.2)$$

Then if we assume $\partial v/\partial y=-\partial w/\partial z$, (4.2) yields

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \simeq -gsf\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{1}{f}\frac{\partial w}{\partial y}\right) \qquad (4.3)$$

If we further assume,

$$w(y,z)=w_H(y)\,F(z)$$

where $w_H(y)$ satisfies (3.10) with

$$w_H=-H\,\partial v/\partial y$$

we can readily see from (4.3) and (3.10)

$$\frac{d^2F}{dz^2}+\frac{s}{H_1\Delta\rho}F=0 \qquad (4.4)$$

Thus $F(z)=F_0\cos\sqrt{\frac{s}{H_1\Delta\rho}}(z-H)$,

so that

$$w(y,z)=w_H(y)\cos\frac{2\pi}{L_z}(z-H) \qquad (4.5)$$

where $L_z=2\pi\left(\frac{H_1\Delta\rho}{s}\right)^{\frac{1}{2}}=4H$ (4.6)

in virtue of (1.10)

Having now (4.5) for $w(y,z)$, we can now put

$$u(y,z)=u_M(y)\sin\frac{2\pi}{L_z}(z-H) \qquad (4.7)$$

in which $u_M(y)$ can be determined from (3.6) and (4.5), to be

$$u_M(y)=\frac{1}{A}\left(\frac{L_z}{2\pi}\right)^3\frac{gs}{f}\frac{\partial w_H}{\partial y}$$
$$=-\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{A}\left(\frac{L_z}{2\pi}\right)(1-\xi P) \qquad (4.8)$$

For $f=0$,

$$u_M|_0=-\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{A}\left(\frac{L_z}{2\pi}\right) \qquad (4.9)$$

Using (4.7), and (4.8), the total transport is

$$M_x=2\int_0^{y_s}dy\int_H^{H+L_z/2}u(y,z)\,dz$$
$$\simeq-4\left(\frac{L_z}{2\pi}\right)^2\left(\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{A}\right)L_\beta\int_0^{\xi_l}(1-\xi P)\,d\xi$$
$$\simeq-4\left(\frac{L_z}{2\pi}\right)^2\left(\frac{3}{5}\frac{\tau_y}{A}\right)\times1.09 \qquad (4.9)$$

since $\xi_l=2.3$.

The ratio of M_x to $u_M|_0$ does not depend on A, but only on H and L_β, as given by

$$\frac{M_x}{u_M|_0}\simeq4\left(\frac{L_z}{2\pi}\right)\times1.09\,L_\beta\simeq\frac{8.72}{\pi}HL_\beta$$
$$\simeq4.4\times10^{11}\ \mathrm{cm}^2$$

The observed values are $M_x\simeq40\times10^{12}\ \mathrm{cm}^3\cdot\mathrm{sec}^{-1}$ and $u_u|_0\simeq10^2\ \mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^1$, so that

$$\frac{M_x}{u_M|_0}\simeq4.0\times10^{11}\ \mathrm{cm}^2.$$

Hence the computed value is fairly close to the observed one.

The values of $u_M|_0$ and M_x depend upon the values of A which is less certain than any other observable quantities involved. However, if we assume $A=20\ \mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}^{-1}$,

$$u_M|_0\simeq96\ \mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^{-1}$$

and

$M_x\simeq\times10^{12}\ \mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}^{-1}=42\times10^6\ \mathrm{m}^3\cdot\mathrm{sec}^{-1}$

which are very close to the observed values. Although we assume in the above calculations that the eddy viscosity is equal to the eddy diffusivity, the value $A\simeq20\ \mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}^{-1}$ may be considered quite acceptable.

The thickness of the Undercurrent is given by

$$L_z/2=200\ \text{meters} \qquad (4.10)$$

and the depth of the core of the Undercurrent is, measuring from the bottom of the upper layer $z=H$,

$$L_z/4=100\ \text{meters} \qquad (4.11)$$

As far as these values of the depth and thickness of the Undercurrent are concerned, the obtained values, (4.10) and (4.11), may only give the rough order of magnitudes. The core of the Undercurrent as observed is shallower and the thickness is somewhat greater. Although it may be difficult to find the source of such discrepancies, the greater vertical stability in the layer between 100 and 200 meter depths as seen from actual density data might possibly make the core much shallower and the thickness greater.

To derive (3.5), the assumption was made that the magnitude of the vertical velocity has the maximum at $z=H$ for all latitudes concerned. Even though this assumption is accepted, the distribution of $w_H(y)$ derived above may not be valid at the latitudes higher than 4 or 5 degrees, because the wind stress curl due to the northward increase in the easterly wind velocities may be as much effective to the distribution of w_H as the vorticity due to the latitudinal change in the CORIOLIS parameter.

Thus, we may have upwelling at latitudes as high as 7°, if we consider τ_x in (3.10) as a function of y as observed. In such more realistic cases, the solution $w_H(y)$ may resemble something like $w_H(o)\cos ly$, where $l=2\pi/L_y\simeq2\pi/8\times10^7\simeq0.8\times10^{-7}\mathrm{cm}^{-1}$.

In this case,** for larger values of y,

** The equation (4.3) can also be written

$$gs\frac{\partial^4w}{\partial y^4}+f^2\frac{\partial^4w}{\partial y^2\,\partial z^2}+6f\beta\frac{\partial^3w}{\partial y\,\partial z^2}+6\beta^2\frac{\partial^2w}{\partial z^2}\simeq0$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{f^2}{gs}\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\simeq 0 \qquad (4.12)$$

Hence

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}-\frac{gsl^2}{f^2}w\simeq 0$$

so that

$$w\simeq w_H \exp\left[-\frac{\sqrt{gs}\,l}{f}(z-H)\right] \qquad (4.13)$$

For the smaller values of y,

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\simeq -\frac{gs}{6\beta^2}\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \qquad (4.14)$$

Hence

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+\frac{gsl^4}{6\beta^2}w\simeq 0$$

of which the solution will be

$$w=w_H \cos\frac{\sqrt{gs}\,l^2}{\sqrt{6\beta}}(z-H) \qquad (4.15)$$

Putting $gs=6\times10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-2}$, $l=0.8\times10^{-7}$, in (4.13), we have $w(z)/w(0)\simeq e^{-1}$ for $z=\dfrac{f}{6.4\times10^{-10}}$ cm. At latitude 6°, $z\simeq190$ m; and at 10°, $z\simeq315$ m.

Putting $w\simeq w_M\cos\dfrac{2\pi}{L_z}(z-H)$ in (4.15)

$$L_z\simeq 2\pi\times10^4\,\mathrm{cm}\simeq628\ \text{meters}$$

Thus, the vertical velocity does not change its sign with depths at higher latitudes, whereas it does so very near the equator, provided that $W_H(o)\cos ly$. $W_H(y)$

As seen from (3.1), the width of the Equatorial Undercurrent is somewhat broader than the width of the surface upwelling.

The half width of the Undercurrent is the distance between the equator and the maximum sinking which occurs at 3.6°.

From (1.7),

$$\left(A\frac{\partial u}{\partial z}\right)_H=-\frac{3}{5}\tau_x(1-P\xi) \qquad (4.16)$$

As the solution must approach very closely to $P\xi\to1$ for large values of ξ, shearing stress $(A\partial u/\partial z)_H$ becomes negligible at latitudes well apart from the equator. Practically the stress is quite small beyond $\xi=\xi_M\sim1.45$ and is negligible beyond $\xi=\xi_l\sim2.3$, corresponding to the outer boundaries of the surface upwelling region and the Undercurrent, respectively. Hence, the undercurrent exists in the region where $(A\partial u/\partial z)_H$ has a significant magnitude compared with the surface wind stress. The computed curve for $1-P\xi$ is given in Fig. 2C, and the computed values of the core velocity of the Undercurrent are 96 cm·sec^{-1} at the equator, 75 cm·sec^{-1} at 1°N and S, 36 cm·sec^{-1} at 2°N and S, 8 cm·sec^{-1} at 3°N and S and 2 cm·sec^{-1} westward at 4°N and S.

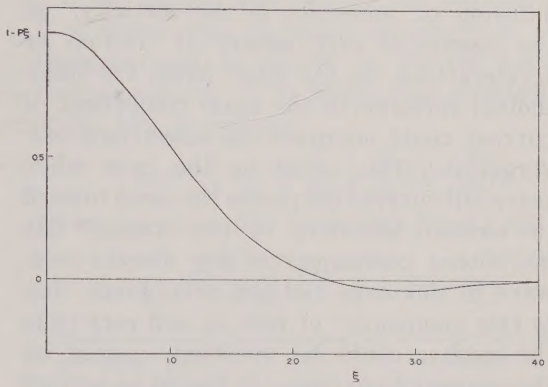


Fig. 2C. Latitudinal distribution of the east-west component of velocity: expressed by the dimensionless parameters.

The meridional circulation will be obtained by the solution of (3.10) as well as (4.3).

For $z>H$,

$$v=-\frac{\pi}{2}v_0(y)\sin\frac{2\pi}{L_z}(z-H) \qquad (4.17)$$

where $v_0(y)$ denotes the average meridional velocity in the surface layer given by (3.10). Thus, there is equatorward flow beneath the surface layer and this flow leads to the subsurface convergence at latitudes lower than 2.3° and to the divergence beyond the latitude of 2.3°

5. A model in which $\partial u/\partial x$ is important

It is again assumed that the vertical velocity has the maximum at $z=H$. The presence of the equatorward flow in the layer below $z=H$ would be consistent with the occurrence of subsurface convergence, only if the relative vorticity decreases as the water moves southward either through

diffusion or advection of the vorticity. In the absence of such effects of friction or accelerations, on the other hand, the longitudinal variation in the zonal component of current could maintain the subsurface convergence. This could be the case when eastward current decreases its speed toward the eastern boundary of the ocean. The meridional component of flow directs poleward in this case and the divergence due to this component of flow on and very near the equator could be overcompensated by the eastward current. It should be noticed that the equator is an exceptional place as to the relation between the geostrophic horizontal divergence and the meridional flow. Except for the lowest latitudes, the poleward flow may produce the geostrophic convergence and hence maintain the upward motion of water above (STOMMEL 1956; YOSHIDA and MAO, 1957).

This can immediately be seen from the following equation derived by differentiating (4.1) with y:

$$-f\frac{\partial^2 w}{\partial z\,\partial y}-2\beta\frac{\partial w}{\partial z}-\beta\frac{\partial u}{\partial x}\simeq -A\frac{\partial^4 u}{\partial y^2\,\partial z^2} \quad (5.1),$$

in which

$$\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{\partial w}{\partial z}$$

is used.

Put

$$2\beta=2\times10^{-13},\ w=10^{-3},\ |\partial/\partial z|\sim10^{-4},$$
$$u=10^{2},\ |\partial/\partial x|\sim(5\times10^{8})^{-1}$$

and then

$$\left|2\beta\frac{\partial w}{\partial z}\right|=4\times10^{-13}\times10^{-7}=4\times10^{-20}$$
$$\left|\beta\frac{\partial u}{\partial x}\right|=2\times10^{-13}\times10^{2}\times\frac{1}{5}\times10^{-8}=4\times10^{-20}.$$

For the scales of motions corresponding to the Undercurrent, it will be seen that the friction term in the right hand side of (5.1) is quite comparable with these two terms, provided that A is of the order of 10 in its magnitude (C.G.S.). However, in this model, we may assume that the model is nearly geostrophic in this layer below $z=H$, in contrast to the model given in the preceding sections.

Anyhow, from (5.1) ignoring the mixing term,

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\left(2\frac{\partial w}{\partial z}+\frac{f}{\beta}\frac{\partial^2 w}{\partial z\,\partial y}\right) \quad (5.2)$$

At the equator,

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-2\frac{\partial w}{\partial z}$$

If we put

$$\frac{\partial w}{\partial z}\simeq\frac{w(D)-w(H)}{D-H}$$
$$\simeq\frac{1\times10^{-3}-(-1\times10^{-3})}{4\times10^{4}}\simeq\frac{1}{2}\times10^{-7}\mathrm{sec}^{-1},$$

then $$\frac{\partial u}{\partial x}\simeq-1\times10^{-7}\,\mathrm{sec}^{-1}$$

Assuming $u=0$ at the eastern boundary,

$$u(x)\sim-1\times10^{-7}x$$

With $x=5\times10^{8}$,

$$u(x)\sim50\ \mathrm{cm\cdot sec}^{-1}$$

As $u(x)$ refers to the *average* eastward velocity at the equator, the obtained value will be reasonable.

The idea given above could in fact be explained by a small modification from the MUNK's masstransport theory (1950). Based on the simple vorticity equation as Munk assumes for the central and eastern portions of the oceans;

$$-f\frac{\partial w}{\partial z}+\beta v=\frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial\zeta}{\partial z}\right) \quad (5.3)$$

we may now devide the ocean into two layers of which the interface refers to the depth of no horizontal divergence.

The upper layer (with the subscript 1) may correspond to the upper mixed layer in which the wind mixing is effective, and the lower layer (with the subscript 2) is assumed to be frictionless.

Vertical integration of (5.3) for each of the upper and the lower layer gives

$$-f\,w_H+\beta M_{v1}=\mathrm{curl}_z\,\underline{\tau} \quad (5.4)$$
$$f\,w_H+\beta M_{v2}=0 \quad (5.5)$$

where $$w(0)=w(D)=0,$$

$$M_{v1}=\int_0^H v\,dz,\quad My_2=\int_H^D v\,dz$$

Differentiating (5.4) and (5.5) with y, and putting $f=0$, we obtain

$$\beta\left(\frac{\partial M_{v1}}{\partial y}-w_H\right)=\frac{\partial}{\partial y}\,\mathrm{curl}_z\,\underline{\tau} \quad (5.6)$$

$$\beta\left(\frac{\partial M_{v2}}{\partial y}+w_H\right)=0 \quad (5.7)$$

Considering that $w_H=u_H\frac{\partial H}{\partial x}+v_H\frac{\partial H}{\partial y}$, we must have $\mathrm{div}_H/M_1=\mathrm{div}_H/M_2=0$

(5.6) and (5.7) can be written

$$\frac{\partial M_{x1}}{\partial x}=-\frac{1}{\beta}\frac{\partial\,\mathrm{curl}_z\tau}{\partial y}-w_H \qquad (5.8)$$

$$\frac{\partial M_{x2}}{\partial x}=w_H \qquad (5.9)$$

The integration with the boundary condition that $M_{x1}=M_{x2}=0$ at the eastern edge of the ocean $x=x_e$ yields

$$M_{x1}=\frac{1}{\beta}\int_x^{x_e}\frac{\partial\,\mathrm{curl}_z\tau}{\partial y}dx+\int_x^{x_e}w_H dx \qquad (5.10)$$

$$M_{x2}=-\int_x^{x_e}w_H dx \qquad (5.11)$$

The equations (5.9) and (5.11) represent nearly the same things as (5.3). In the annual mean, the term

$$\int_x^{x_e}\frac{\partial\,\mathrm{curl}_z\tau}{\partial y}dx$$

is positive, so that the zonal component of the total transport along the equator is eastward in MUNK's result. REID's result (1948) shows, on the other hand, the westward transport at the equator, since he deals with the conditions during October to November when his wind data gives negative values of $\frac{\partial\,\mathrm{curl}_z\tau}{\partial y}$. The eastward transport at the equator in MUNK's result might suggest the presence of the Equatorial Undercurrent rather than that of the surface Equatorial Countercurrent extending down to a little south of the equator.

From (5.2), if we simply put $\partial w/\partial z\simeq -w_H/D_0$,

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\frac{1}{f\beta}\frac{\partial}{\partial y}\left(f^2\frac{\partial w}{\partial z}\right)\simeq\frac{1}{f\beta D_0}\frac{\partial}{\partial y}(f^2 w_H) \qquad (5.12)$$

Hence

$$u\simeq-\frac{x}{f\beta D_0}\frac{\partial}{dy}(f^2 w_H) \qquad (5.13)$$

It is seen that the eastward flow ($u>0$) occurs in the regions very near the equator and the width of the eastward current is in this case somewhat *narrower* than that of the surface upwelling.

If we use w_H obtained in the section 3, it is shown that the outer boundary of the Undercurrent is nearly at $\xi=0.95$ which corresponds to 1.5° N and S approximately. (5.13) can be written

$$u=-\frac{3}{5}\frac{\tau_x}{\beta L_\beta^2}\frac{x}{D_0}\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{dP}{d\xi}\right)$$

If we put $\tau_x=-0.5$, $x=5\times10^8$, $D_0=3\times10^4$,

$$u=10^2\left\{\frac{1}{\xi}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^8\frac{dP}{d\xi}\right)\right\}\mathrm{cm.sec^{-1}}$$

Latitude: $\varphi(o)$	ξ	u(cm·sec^{-1})
0	0	120
0.3	0.2	112
0.6	0.4	89
0.9	0.6	59
1.3	0.8	30
1.6	1.0	−10
1.9	1.2	−37
2.2	1.4	−52

On this model, the Undercurrent is much narrower than obtained on preceding model. The observed width of the Current may appear to be closer to this present model.

6. Similarity to the costal upwelling

Some analogy can be seen between the equatorial upwelling and the coastal upwelling. Let us assume the similar equations and the coastal boundary on one edge of the ocean.

The equations are

$$-fv=-\frac{\partial p}{\partial x} \qquad (6.1)$$

$$fu=-\frac{\partial p}{\partial y}+A\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \qquad (6.2)$$

$$sw=A\frac{\partial^2\rho}{\partial z^2} \qquad (6.3)$$

where all symbols denote the quantities which are the same as in preceding sections, and the coast is assumed to be at $x=L$.

From (6.2)

$$fu=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\tau_y+\left(A\frac{\partial v}{\partial z}\right)_H}{H} \qquad (6.4)$$

From (6.1) and (6.3),

$$A\frac{\partial^3 v}{\partial z^3}=\frac{gs}{f}\frac{\partial w}{\partial x} \qquad (6.5)$$

Assuming

$$w=w_H\sin\frac{\pi}{2H}z$$

and $$v=v_0\cos\frac{\pi}{2H}z$$

(6.4) becomes

$$A\left(\frac{\pi}{2H}\right)^3 v_0=\frac{gs}{f}\frac{\partial w_H}{\partial x}$$

Hence

$$\left(A\frac{\partial v}{\partial z}\right)_H=-\left(\frac{2H}{\pi}\right)^2\left(\frac{gs}{f}\right)\frac{\partial w_H}{\partial x}$$

Assuming $\partial u/\partial x=-w_H/H$, and $\partial p/\partial y\simeq 0$, (4.4) becomes

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\frac{f^2}{gH_1\Delta\rho}u=-\frac{f}{gH_1\Delta\rho}\frac{\tau_y}{H}$$

where

$$gH_1\Delta\rho=\frac{4gsH^2}{\pi^2} \qquad (6.7)$$

This is the equation analogous to (3.10) for the equatorial upwelling.

The main difference is that the Coriolis parameter f can be regarded constant in the case of coastal upwelling.

The characteristic length in this case is $\sqrt{gH_1\Delta P}/f$ which is something like the radius of deformation for the baroclinic motions. In this case, we must have $u=0$ for $x=0$ and $u\to\frac{\tau_y}{fH}$ for $x\to-\infty$.

Then, the solution is

$$u=\frac{\tau_y}{fH}\left[1-e^{-\frac{f}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}(L-x)}\right] \qquad (6.8)$$

in case when τ_y=constant.

Then $$w_H=\frac{\tau_y}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}e^{-\frac{f}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}(L-x)}\Big] \qquad (6.9)$$

Along the coast, assuming

$$v=v_M\sin\frac{2\pi}{4H}(z-H)\ ,$$

one obtains

$$v_M=-\left(\frac{2H}{\pi}\right)\frac{\tau_y}{A}$$

Putting $gs=10^{-4}$ and $H=5\times10^3$, we have

$$gH_1\Delta\rho=10^3\ \mathrm{cm^2\cdot sec^{-2}}$$

For $f=\frac{1}{2}\times10^{-4}$,

$$\frac{f}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}=1.6\times10^{-6}\ \mathrm{cm^{-1}} \qquad (6.10)$$

For $\tau_y=-0.5$

$$w_H=\frac{\tau_y}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}=-1.6\times10^{-2}\ \mathrm{cm\cdot sec^{-1}} \qquad (6.11)$$

Assuming $A=50$,

$$v_M\simeq 33\ \mathrm{cm\cdot sec^{-1}} \qquad (6.12)$$

For instance, off the California coast, the undercurrents of such speeds have not been observed.

The width of the upwelling and hence the undercurrent will* be very small, less than 50 km as seen from (6.10), so that the current is difficult to be detected by ordinary observations. Furthermore, the shallow depths adjacent to the coast may prevent the development of such undercurrent. Even though this might really exist, future direct measurements of the current could only detect it. The presence of the geostrophic northward current (opposite to the surface wind direction) below the thermocline has been reported in the upwelling region off California coasts (Sverdrup et al., 1942; Yoshida and Mao, 1957).

The analogy may essentially be in the deep penetration of the vertical mixing in the narrow boundary zone along the equator and along the coast. The occurrence of such deep mixing may be due to the essential balance between this mixing and pressure gradient in the direction of the dominant current at the boundary, where the component of the Coriolis force must vanish. At some distances from the boundaries, the pressure gradient would rather balance the Coriolis force, approaching the geostrophic balance.

The undercurrents in both cases may occur

* From $$A\frac{\partial^3 v}{\partial z^3}=\frac{gs}{f}\frac{\partial w}{\partial x},$$

$$-\left(\frac{\pi}{2H}\right)^3 Av_M=\frac{gs}{f}\frac{\partial w_H}{\partial x}=\frac{s\tau_y}{H_1\Delta\rho}e^{-\frac{f}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}(L-x)}$$

$$v_M=-\frac{gs}{A}\left(\frac{2H}{\pi}\right)^3\frac{\tau_y}{gH_1\Delta\rho}e^{-\frac{f}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}(L-x)}$$

$$=-\frac{2H}{A\pi}\tau_y e^{-\frac{f}{\sqrt{gH_1\Delta\rho}}(L-x)}$$

within the zones where such deep mixing is considerable.

Concluding Remarks

These seems to be in the oceans *no* such well-fixed current like the CROMWELL Current which is fixed on the equator and confined within only one to two degrees from the equator with a beautiful symmetry about the equator! For instance, the Equatorial Counter Current is relatively narrow current, but this is found to reveal considerable degree of seasonal fluctuation in its position as well as in the intensity. The position is fixed only in a statistical mean within a certain latitudinal range, principally depending on large-scale wind stress distributions. As far as we can refer to current ever observed, it is likely to suppose that the phenomenon of the Cromwell Current is that characteristic to the *equator itself*. It is quite impressive that the waters near the equator, particularly in the subsurface layer, seem to "feel the equator very accurately". Why should they be able to do this? The answer is simply that the equator has a singularity of vanishing vorticity due to the Earth's rotation! It may be of interest to see that the width of the equatorial upwelling as well as the Undercurrent is determined essentialy by the characteristic factor related to the density stratification or by the *mean vertical stability*. With the reasonable value for the mean vertical stability, the width of the upwelling is computed to be between *2.3° S and 2.3° N*. Under certain assumption, the latitudinal distributions of w and v are found reasonable. It is found that the layer of convergence will have a thickness of about 200 meters below the depth of thermocline.

The eastward current is present within this layer of convergence, and the core of the current is at the mid-depth of the layer along the equtor. Of course, the theoretical model may be too crude to obtain the vertical distributions of the eastward current. The magnitude of the Undercurrent at the core is found to be $100\,\mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$ and the total eastward transport becomes $40\times10^{6}\,\mathrm{m^{3} \cdot sec^{-1}}$, provided that the eddy viscosity as well as the eddy diffusivity is assumed to be about 20.

The present model may suggest that vertical mixing extends down to the layers below thermocline near the equator.

The eastward current exists in the regions where vertical mixing penetrates deep. The Undercurrent may thus be interpreted to be maintained by the vertical shearing stress exerting over the surface $z=H$ near the equator.

As far as we have seen, the characteristic density features across the equator may be considered as indicative of the Undercurrent. The Undercurrent is contained over the layer of convergence. The broad easterly winds over the equatorial region must be responsible for the Undercurrent. If this may only be the essential conditions for the Undercurrent, it will be very likely that the Current may exist also in the Altantic. It is very curious that an observational data taken by the Japanese in the eastern portion of the equatorial Indian Ocean indicates very clearly the similar thermal feature across the equator as seen in the eastern Pacific. (YAMANAKA, 1958). The observations were taken during January. Although the wind conditions are not reported, the usual conditions over these regions seem to differ largely from those in other oceans

The similarity between the density distributions in the equatorial region and the coastal region seems to be a manifestation of real similarity in dynamical processes involved. Owing to the shallow depths adjacent to the coast, the coastal undercurrent may not develop as the equatorial undercurrent, so that such striking phenomena of the strong undercurrent may not exist in actuality. However, as pointed out by the present author before, the density distributions seem to indicate that the geostrophic northward flow does occur along the coast of California during upwelling.

Direct current measurements must be made to detect such narrow subsurface countercurrent.

References

ARTHUR, R. S., 1959:
A review of the calculation of current velocity at the equator. (preprint manuscript), 21 pp.

CROMWELL, T., MONTGOMERY, R.B., and STROUP, E. C., 1954:
Equatorial undercurrent in Pacific Ocean revealed by new methods. Science, 119, 648-649.

CROMWELL, T., 1953:
Circulation in a meridional plane in the central equatorial Pacific. J. Mar. Res. **12**(2): 196-213.

CROMWELL, T., E. B. BENETT, 1959:
Surface drift charts for the eastern tropical Pacific Ocean. Bull. Inter-American Tropical Tuna Commission, **3**(5): 217-237.

HIDAKA, Koji, 1958:
Computation of the wind stresses over the oceans, Rec. Oceanogr. Works. Japan, **4**(2): 77-123.

KNAUSS, J. A., and J. E. KING, 1958:
Observations of the Pacific Equatorial Undercurrent. Nature, **182**, 601-602.

YAMANAKA, Hajime, 1958:
Conditions of the ocean in relevant to fishing conditions for tunas in the eastern indian ocean. I. Several informations in regard to the structure of the ocean during the period from January to March.
Report of Nankai Regional Fisheries Research Laboratory, No. 9: 117-124.

STOMMEL, Henry, 1956:
On the determination of the depth of no meridional motion. Deep-Sea Res., **3**(4): 273-278.

SVERDRUP, H.U., M.W. JOHNSON and R.H. FLEMING, 1942:
The oceans. Prentice Hall, Inc., New York, 1087 pp.

REID, R. O., 1948:
A model of the vertical structure of mass in equatorial wind-driven currents of a baroclinic ocean. J. Mar. Res. **7**(3): 304-312.

YOSHIDA, Kozo, 1955:
Coastal upwelling off the California coast. Rec. Oceanogr. Works Japan, **2**(2): 1-13.

YOSHIDA, Kozo, and Han-Lee MAO, 1957:
A theory of upwelling of large horizontal extent. J. Mar. Res. **16**(1): 40-54.

A Note on Horizontal Diffusion of Dye in the Ocean*

Takashi ICHIYE**

Abstract: The results of experiments on diffusion of dye with a scale of less than 1 km in Santa Monica Bay, California are compared with two theories, one initiated by G.I. TAYLOR based on statistical theory of turbulance and the other recently proposed by JOSEPH and SENDNER based on the probable velocity of diffusion. The change of a radius of a dye patch with time, after released from an instantaneous point source, is well explained by the former theory with the assumption of small diffusion time. Two sets of experiments yield the average turbulent velocity of 1 cm/sec or less which is about one tenth of the mean cnrrent. Experiments on the diffusion from a continuous point source also confirm the validity of the TAYLOR theory under the condition of a small distance, giving the same order of the turbulent velocity.

1. Introduction

Recently JOSEPH and SENDNER (1958) proposed a rational theory of horizontal diffusion in the ocean with a scale of 10 to 1500 km. Instead of the austausch coefficient they introduced the probable velocity P and derived the diffusion equation slightly different from the Fickian type. The diffusion of various substances in the ocean can be described by a solution of this equation with a constant value of P of about 1 cm/sec throughout a range of a scale mentioned above. The conventional Fickian theory of diffusion, on the other hand, was shown to postulate the variation of the austauch coefficient in a ratio of a million or so in order to describe the diffusion of the same range of a scale (RICHARDSON and PROCTOR, 1925). Another statiscal theory initiated by G.I. TAYLOR (1921) has been much developed with a progress in the statistical theory of turbulence, as seen in a review by FRENKIEL (1953) and a survey by TOWNSEND and BATCHLOR (1956). This theory is also based on a correlation function of measurable turbulent velocities, instead of rather arbitrarily determined austauch coefficient.

Notwithstanding the progress in theory, reliable data about the diffusion in the ocean of a scale mentioned above are by no means ample enough to confirm the theories, except some data on drift bottles (ICHIYE, 1951), on mixing of different water masses (for example, ICHIYE, 1956) etc. This is mostly due to difficulties in measurement. Even the date of experiments on diffusion within 1 km which can be done relatively easily are surprisingly scarce. However, the feasibility of experiment and the importance to practical problems such as pollution promise that more data about small scale diffusion will be obtained in the future. Therefore it is worthwhile to check the validity of JOSEPH and SENDNER's (hereafter referred to JS) theory in diffusion of a small scale and to compare their theory with TAYLOR's (hereafter referred to T) theory.

For this purpose are analyzed the experiments on diffusion of dye carried out by GUNNERSON (1956) in Santa Monica Bay, California, in relation with the research about the pollution of the bay. In these experiments dye was released from an instantaneous or continuous point source in a field of dimension of less than 1 km.

2. Diffusion from an instantaneous point source

The diffusion experiments from an instantaneous point source were carried out several times in Santa Monica Bay. The

* Received Dec. 23, 1959. Oceanographic Institute, Florida State University Contribution.

** Oceanographic Institute, Florida State University.

data are grouped in two sets; one consists of data taken on three days (April, May and June) in 1955 near the costs (indicated with I in Fig. 1) and the other of two ex-

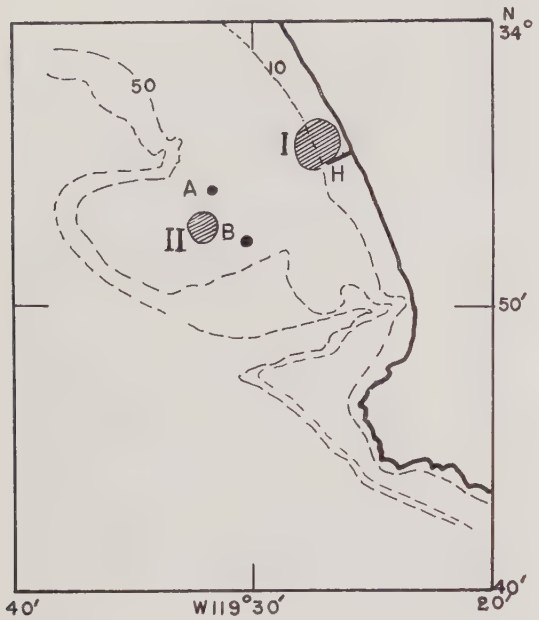


Fig. 1. Location of stations of experiments
The hatched domains I and II are regions of the experiments on diffusion from an instantaneous point source indicated in Fig. 2a and 2b, respectively. The line indicated by H is the Hyperion outfall of City of Los Angeles. The experiments on diffusion from a continuous source shown in Fig. 3 were done at stations A and B.

periments carried out about 6 miles off the coast on March 30 of 1956 (indicated with II in Fig. 1). The results of these experiments were shown as the successive visual observations of boundaries of dye patches with data of the amount of the dye released. In order to compare with theory which treated the circum-symmetrical case, the radius of an equivalent circle having an equal area to individual dye patches is determined. The change of this radius with time is plotted in Fig. 2a and 2b. The amount of dye released was mostly 1 lb but corrections are made to the data for a different amount of dye so as to correspond

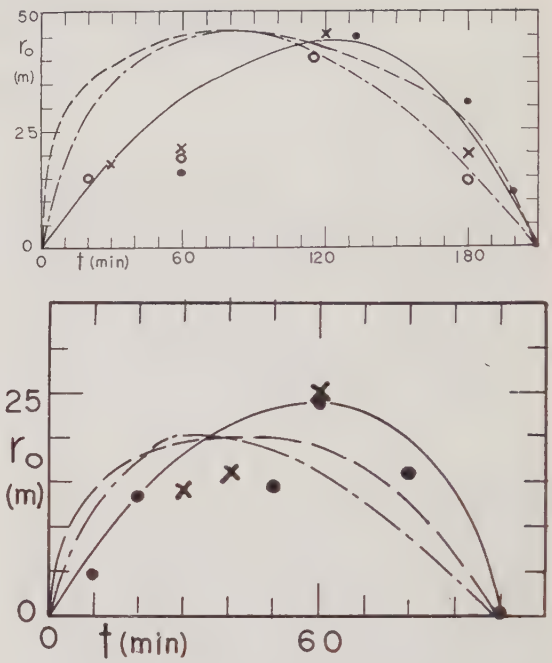


Fig. 2a and 2b. Change of radius of a dye patch r_0 (in m) with time t (in min). The chain line is a theoretical curve from (4), the broken line from (11) and (11′), and the full line from (12). Fig. 2a represents the first set of experiments, with different marks indicating the different days.
Fig. 2b is for the second set, different marks representing data at different sources.

to 1 lb of dye, assuming that the radius is proportional to the amount of dye.

General features of both diagrams are that the radius of a dye patch reaches a maximal value gradually and then decreases rather rapidly until final disappearance. However, the time interval from the start to reaching maximal radius, the duration of a patch maximal radius are all different in two sets.

3. Theoretical curves for change of radius of a dye patch

There is no information about the distribution of dye concentration in these experiments. But the boundary of a visible patch is considered as an isoline of a certain concentration, the change of the radius

shown in Fig. 2a and 2b can be compared with theoretical curves.

According to the JS theory, the concentration s of dye released from a point source is given by

$$s=Q(2\pi)^{-1}(Pt)^{-2}\exp(-r/Pt) \quad (1)$$

where Q is the initial amount of dye, P the average velocity of diffusion as defined by JS, r the distance from the point source and t is the time after the release. Let s_0 the concentration at the visible boundary. Then the radius of the patch r_0 is expressed by

$$r_0=Pt\{\log(Q/2\pi s_0)-2\log Pt\} \quad (2)$$

The value of s_0 is unknown but the time when the patch disappears or when $r_0=0$ is known from the observation. This time denoted by τ is called duratioh of the patch. The equation (2) gives

$$2\log(P\tau)=\log(Q/2\pi s_0) \quad (3)$$

In term of duration the equation (2) becomes

$$r_0=2Pt\log(\tau/t) \quad (4)$$

According to the data of Fig. 2a and 2b, $\tau=210$ min. for the first set (Fig. 2a) and $\tau=100$ min. for the second one (Fig. 2b). The value 1 cm/sec of P estimated by JS gives about twice of the observed maximal radius. Thus the theoretical curves shown in Fig. 2a and 2b are based on $P=0.5$ cm/sec, which gives the maximal radius of 46 m and 20 m for the first and second set, respectively. The comparison of the theoretical curves with observed data reveals us that the disagreement is particularly conspicuous in the initial stage, because the diffusion predicted by the theory is faster than observed data.

The T theory expresses the concentration in two-dimensional diffusion due to homogeneous, horizontally isotropic and stationary turbulence by

$$s=Q(2\pi\overline{y^2})^{-1}\exp(-r^2/2\overline{y^2}) \quad (5)$$

where $\overline{y^2}$ is the variance of horizontal displacement of water particles moved by tuberbulence. Let the Lagrangian correlation coefficient of velocity

$$R(\alpha)=\overline{v(t)\,v(t+\alpha)}\,/\,\overline{v^2}$$

where $\overline{v^2}$ is the variance of turbulent velocity. Then $\overline{y^2}$ is given by

$$\overline{y^2}=2\overline{v^2}\int_0^t(t-\alpha)R(\alpha)\,d\alpha \quad (6)$$

When the time t is large compared with the Lagrangian time scale of turbulence defined by

$$L=\int_0^\infty R(\alpha)\,d\alpha \quad (7)$$

the equation (6) becomes

$$\overline{y^2}\approx 2\overline{v^2}Lt, \quad (t\gg L) \quad (8)$$

On the other hand, when $t\ll L$, it becomes

$$\overline{y^2}\approx\overline{v^2}t^2 \quad (9)$$

Between these two extreme cases $\overline{y^2}$ is a more complicated function of t, depending on the form of the Lagrangian correlation function $R(\alpha)$.

There is no information about the form of $R(\alpha)$ in the ocean. Thus these two extreme cases expressed by (7) and (8) are applied to the present data. Corresponding to (2), the radius of a dye patch is given by

$$r_0^2=2\overline{y^2}\{\log(Q/2\pi s_0)-\log\overline{y^2}\}$$

When the duration of the patch τ is larger than L, the relation (8) is substituted for $\overline{y^2}$ and the equaton (10) becomes

$$r_0^2=4\overline{v^2}Lt\log(\tau/t) \quad (\text{for } t\gg L) \quad (11)$$

and

$$r^2=4\overline{v^2}t^2\log(L\tau/t^2) \quad (\text{for } t\gg L) \quad (11')$$

The value of L is unknown but is reasonably considered as about 10 to 20 minutes. Then the factor $\overline{v^2}L$ of (11) can be determined from taking the maximum of r_0 equal to the observed maximal radius of the patch. When the maximal radius is put to 46 m and 20 m for the first and second set, respectively, the values of $(\overline{v^2})^{\frac{1}{2}}$ become 1.4 and 0.9 (cm/sec) with $L=10$ min. for each set of the data. These values of turbulent velocity are reasonable but the general trend of the curves obtained from (11) and (11′) does not agree with the observed data as seen in Fig. 2a and 2b. The agreement of these curves with the data is even worse than those obtained from (4) in the initial stage.

When the duration τ is assumed to be smaller than L, the approximation (9) for $\overline{y^2}$ holds throughout the duration of the

patch. The equation (10) becomes

$$r_0^2 = 2\overline{v^2}t^2 \log(\tau/t) \qquad (12)$$

The constant $\overline{v^2}$ can be determined by fitting the curves to the data. Then the values of $(\overline{v^2})^{\frac{1}{2}}$ are determined as 0.6 and 0.7 (cm/sec) for the first and second set, respectively. The curves thus obtained from (12) agree with the data much better than other curves as seen in Fig. 2a and 2b. The mean current measured with current crosses is 5.6, 10.1 and 6.2 (cm/sec) on three days of the first set and 5.1 cm/sec in the second set. Thus the turbulent velocity $(\overline{v^2})^{\frac{1}{2}}$ is about one tenth of the mean current. As a result, the model of diffusion of the T theory for a time scale smaller than the Lagranian scale L gives the best fitted curves to the data.

4. Diffusion from a continuous point source

Another type of experiments often used in atmospheric diffusion is an observation of diffusion of substances from a continuous source as smoke from a chimney. This kind of experiments was also carried out by GUNNERSON (1956) at two stations (Fig. 1), where dye was released at the rate of 20 lb per hour at Station A and 10 lb per hour at B. The patterns of dye patches were sketched almost every hour for about 6 hours. These patterns are less regular than those of an instantaneous source. However, when each pattern is colored by half tone on a tracing paper and all patterns are superposed, time-averaged concentration of dye is obtained with the most heavily colored portion corresponding to the highest concentration. The relative concentration thus determined is shown in Fig. 3, which has more regular patterns than individual patches.

The theoretical distribution of time-averaged concentration in two dimensional diffusion from a continuous source is given by

$$\sigma = (2\pi T^2)^{-1} \exp(\xi/2T^2)\, K_0(\gamma/2T^2) \qquad (13)$$

(FRENKIEL, 1953) when the distance from the source is large. This equation is expressed by non-dimensional parameters defined as

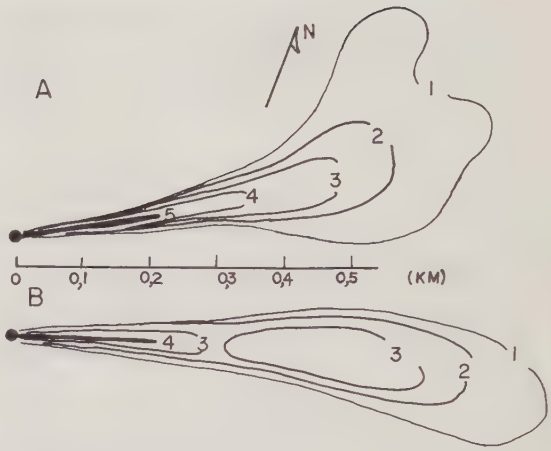


Fig. 3. The time-averaged concentration of dye from a continuous point source at stations A and B. The figures indicate relative concentration.

$$\sigma = U^2 L/\bar{s}Q,\ \xi = x/UL,\ \eta = y/UL$$
$$\gamma^2 = \xi^2 + \eta^2,\ T^2 = \overline{v^2}/U^2 \qquad (14)$$

where $\bar{s}$ is the mean concentration and U is the velocity of the mean current. The large distance means that $\gamma \gg 1$. When $T^2 \ll 1$, the modified BESSEL function $K_0(z)$ can be replaced with its asymptotic form and the equation (13) becomes

$$\sigma = (2\sqrt{2\pi}\, T\gamma)^{-1} \exp\{(\xi - \gamma)/2T^2\} \qquad (13')$$

When the distance from the source is small, that is, $\gamma \ll 1$, non-dimensional mean concentration becomes

$$\sigma = (2\sqrt{2\pi}\, T\gamma)^{-1} \exp(-\eta^2/2T^2\gamma^2)\ \mathrm{erf}(\xi/\sqrt{2}\, T\gamma) \qquad (15)$$

Theoretical curves of $2\sigma\sqrt{\pi}T$ computed with (13) and (13′) are shown in Fig. 4 for the ratio of turbulent velocity to the mean current $T = 1$, 0.316 and 0.1, respectively. The curves for $\gamma \ll 1$ with (15) are shown in Fig. 5 for the same three values of T. Since no absolute value of concentration is available in these experiments, the criterion is given only by comparing the observed patterns of Fig. 3 with theoretical ones. As seen in Fig. 4 and 5, theoretical curves are dependent on the values of T. The mean current U measured with current crosses is equal to 4.8 cm/sec at A and 7.4 cm/sec at B, which is of the same order

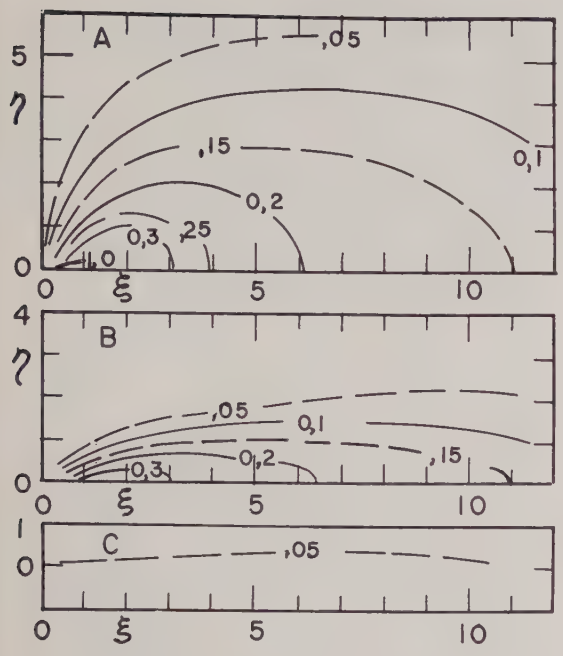


Fig. 4. The time-averaged concentration computed from (13) and (13′). The pattern A is for $T=1$, B for $T=0.313$ and C for $T=0.1$.

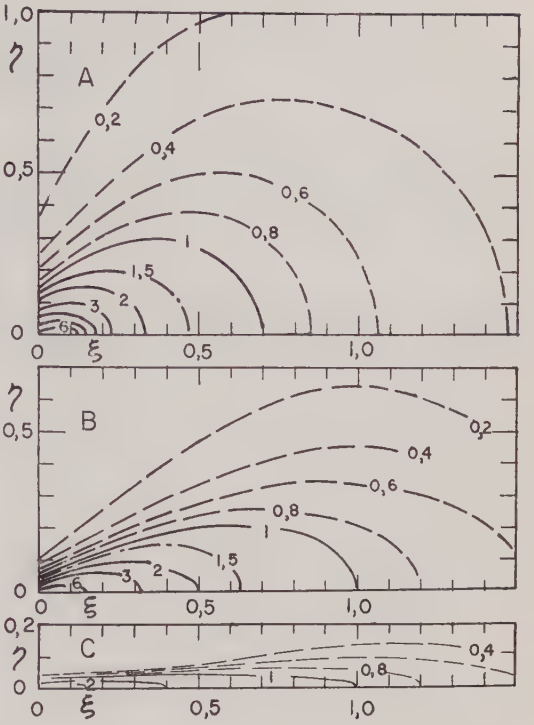


Fig. 5. The time-averaged concentration computed from (15). The patterns A, B and C are for $T=0.316$ and 0.1, respectively.

as the experiments described in the previous section. If the condition that $\gamma \ll 1$ is assumed to hold in these experiments, the comparison of lateral spread of isolines in Fig. 3 and 4 leads to estimation of T between 1 and 0.316, which gives too higher velocity of turbulent motion compared with those estimated in the previous section. On the other hand, when the condition that $\gamma \ll 1$ is assumed to hold, the comparison of Fig. 3 and 5 yields the value of T between 0.316 and 0.1 leading to the same order of turbulent velocity as in the previous experiments.

As stated in the last section, the Lagrangian time scale L is much longer than the duration of patches which is equal to 2 and 3.5 hours. When L is taken as 10 hours, $\gamma=1$ corresponds to the distance $UL=1.73$ km at A and 2.63 km at B. The patterns of dye patches shown n Fig. 3 has a dimension of about 0.8 km. Thus it is again confirmed that $\gamma=r/UL \ll 1$.

5. Conclusion

The JS theory seems to be inadequate to describe diffusion with a scale of less than 1 km by comparing the result with the data of dye diffusion from an instantaneous point source with such a scale can be explained by the statistical theory of G.I. Taylor under the condition of a small diffusion time or a small distance from the source. The turbulent velocity estimated by comparison of the data with the curves of the T theory is of an order of 1 cm/sec and about one tenth of the mean current.

Acknowledgement: This study was aided by a contract between the Office of Naval Research, Department of the Navy, and the Florida State University, NR 194-396. The author is indebted to Mr. C.G. Gunnerson for valuable information about his experimental data.

References

BATCHLOR, G.K. and A.A. TOWNSEND, 1956: Turbulent diffusion. Surveys in Mechanics (edited by G.K. BATCHLOR and R.M. DAVIES). Cambridge University Press, 352-399.

FRENKIEL, F.K., 1953: Turbulent diffusion: Mean concentration distribution in a flow of homogenerous turbulence. Advances in Applied Mechanics, III. Academic Press, New York. 61-107.

GUNNERSON, C.G., 1956: Progress Report No. 3 for oceanographic investigation of Santa Monica Bay (mimeographed).

ICHIYE, T., 1951: Theory of oceanographic turbulence. Oceanog. Mag. 3(3) 83-67.

ICHIYE, T., 1956: On the distributions of oxygen and their seasonal variations in the adjacent seas of Japan (IV). Oceanog. Mag. 8(1), 1-28.

JOSEPH, J. and H. SENDNER, 1958: Ueber die horizontale Diffusion im Meere. Deutsche Hydrog. Zeits., 11(2), 49-77.

RICHARDSON, L.F. and D. PROCTOR, 1952: Diffusion over distances ranging from 3 km to 86 km. Mem. R. meteor. Soc., 1(1), 1-16.

A Note on Determination of the Depth of No Meridional Motion*

Takashi ICHIYE**

Abstract: STOMMEL's method of determining depth of no meridional motion is modified so as to be applied to hydrographic data which do not reach the bottom, by adopting two types of extrapolation formula for the mass transport below the reference level of dynamic calculation.

1. Introduction

STOMMEL (1956) derived an ingeneous method of determining the depth of no meridional motion from hydrographic data at a pair of stations. However, his method requires the data down to the bottom. When observations do not reach the bottom as is the case in many hydrographic stations, this method cannot be applied without some modifications. In this paper is proposed one of such modifications which may be of some practical use.

2. Fundamental relations

The procedure derived by STOMMEL (1956) is briefly reviewed here. The equations of motion and continuity are

$$-f\rho v=-\partial p/\partial x-\partial\tau_x/\partial z \qquad (1)$$

$$f\rho u=-\partial p/\partial y-\partial\tau_y/\partial z \qquad (2)$$

$$\partial(\rho u)/\partial x+\partial(\rho v)/\partial y+\partial(\rho w)/\partial z=0 \qquad (3)$$

in which the components of shearing stress τ_x and τ_y are important only in the upper EKMAN layer and become equal to the wind stress at the surface. The x-axis points east ward, the y-axis northward and the z-axis downward (left handed coordinate system). After eliminating p by cross-differentiation of (1) and (2) and substituting (3), we have

$$\beta\rho v-f\partial(\rho w)/\partial z+\partial(curl\,\tau)/\partial z=0. \qquad (4)$$

Since vertical velocity w vanishes at the surface $z=0$ and the bottom $z=H$, integration of (4) with z from 0 to H leads to

$$\beta\int_{-H}^{0}\rho v dz=curl\,\tau_w \qquad (5)$$

in which $\tau_w=\tau(0)$ means the wind stress vector. In this derivation the bottom is assumed to be below the EKMAN layer.

The meridional velocity v is assumed to be expressed by geostrophic relations as mostly is the case in the open ocean. (STOMMEL differentiated (4) with z and substituted the hydrostatic equation, but the result is the same.) The substitution of ρv from (1) into (5) and integration of (5) with x from station A to B leads to

$$\beta\int_0^H T(z)\cdot dz-\beta f^{-1}\tau_{wx}=\int_A^B curl\,\tau_w\cdot dx$$

or

$$\beta\int_0^H T(z)\,dz=\int_A^B f\,curl\,(\tau_w f)/dx \qquad (6)$$

in which $T(z)$ is the mass transport of the geostrophic component per unit depth defined by

$$T(z)=\{p(B,z)-p(A,z)\}/f$$

Actually, $T(z)$ is given by difference of dynamic heights at A and B divided by CORIOLIS' factor except the undetermined value at the reference level of dynamic calculation. In order to determine this unknown value, STOMMEL used the relation (6) under the condition that temperature and salinity data are available at A and B down to the bottom $z=H$ where the vertical velocity vanishes.

Let $\overline{w}(z)$ be the vertical velocity at the depth z over the distance l between two stations A and B. Then we have

$$f\rho l\overline{w}(z)=\int_A^B f\cdot curl\{\tau(z)/f\}\cdot dx-\int_A^B f\cdot$$

$$\cdot curl\{\tau_w/f\}\cdot dx-\beta\int_0^z\tau(z)\cdot dz \qquad (7)$$

in which the stress vector $\tau(z)$ vanishes below the upper EKMAN layer.

* Received Dec. 10, 1959. Oceanographic Institute, Florida State University Contribution.

** Oceanographic Institute, Florida State University.

3. Linear extrapolation method

Many oceanographic observations do not reach the bottom as required by STOMMEL's method and there is no information about the values of $T(z)$ below the reference level of dynamic calculation which is usually taken at the maximum depth of observation. However, a suitable assumption about the vertical distribution of $T(z)$ below the reference level $z=h$ makes the application of (6) to such data possible.

The simplest functional form of $T(z)$ below $z=h$ is a linear function of z. The mathematical expression for $T(z)$ with this linear extrapolation formula is given by

$$T(z)=T_h(H-z)/(H-h) \quad \text{for } h<z<H$$
$$T(z)=T_h+(z,h) \quad \text{for } 0<z<h \qquad (8)$$

in which T_h is the unknown value $T(h)$ to be determined and $T(z, h)$ is the mass transport determined by dynamic calculation as difference of dynamic heights. Since the reference level is taken at $z=h$, $T(z, h)$ is equal to 0 at $z=h$. Substitution of (8) into (6) leads to

$$T_h=2(H+h)^{-1}\beta^{-1}\int_A^B f\,curl\,(\tau_w/f)\,dx - \int_{-h}^{0} T(z,h)\,dz \qquad (9)$$

This equation determines the constant T_h from the wind stress τ_w and the mass transport $T(z, h)$ obtained by dynamic calculation.

The equation (9) is applied the data of Carnegie Stations across the North Pacific 116 (38°41′ N, 147°41′ E) and 129 (38°58′ N, 126°02′ W), for $h=2{,}500$ m and $H=4{,}5000$ m (FLEMMING, 1945). The term $\int_A^B f\,curl\,(\tau_w/f)\,dx$ is equal to -3.33 g/cm·sec^2 from the data of HIDAKA (1958). The computed value of T_h by use of (9) is equal to -1.68×10^6 ton/sec/100 m. The vertical distributions of $T(z)$ and corresponding $\overline{w}$ computed from the equation (7) are shown in Fig. 1 and Fig. 2 with fine lines. The values of $\tau(z)$ in the equation (7) can be computed from EKMAN's theory with a suitable value of eddy viscosity. Actually it is found that the linear relation $\tau(z)=\tau_w(1-z/D)$ in the EKMAN layer with the depth D gives a satisfactorily accurate curve in Fig. 2 which is obtained for $D=200$ m. The curve of $T(z)$ indicates that the depth of no meriodinal motion is about 1,000 m. The slope of the curve of $T(z)$ has a discontinuity at $z=h$.

4. Quadratic extrapolation method

In order to avoid the discontinuity of the slope, the transport $T(z)$ may be assumed to be a quadratic function of the depth below $z=h$ such as

$$T(z)=T_h(H-z)(H-h)^{-1}+k(H-z)(h-z) \qquad (10)$$

Two unknown constants k and T_h can be determined from the relation (6) and the continuity of $\partial T(z)/\partial z$ at $z=-h$. Substitution of (1) into (6) gives

$$\frac{1}{2}T_h(H+h)-\frac{1}{6}k(H-h)^3+\int_0^h T(z,h)\,dz$$

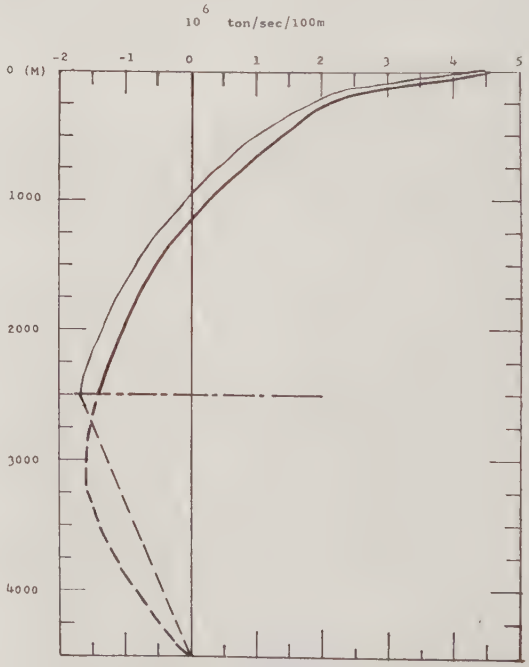


Fig. 1. Vertical distributions of the msss transport (in 10^6 ton/sec/100 m) between St. 116 and 129 of the Carnegie Cruise. The thin line indicates the function $T(z)$ derived by the linear extrapolation method and the thick line indicates the function. The chain line means the reference level of dynamic calculation ($h=2500$ m) Positive values are northward transport. The broken lines represent extrapolated values.

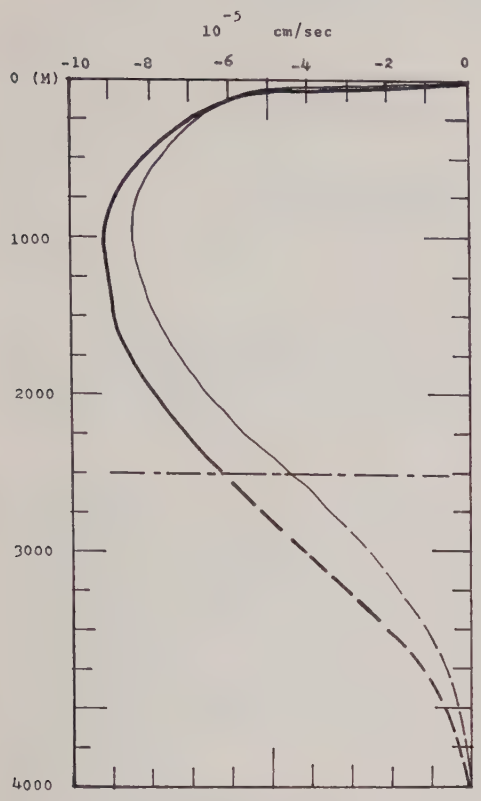


Fig. 2. Vertical distributions of averaged vertical velocity over the distance of two stations. The thin, thick and chain line have the same meaning as in Fig. 1. Positive values indicate upward motion (In the text w and w are taken positive for upward motion). The vertical velocity is shown in 10^{-5} cm/sec.

$$= \beta^{-1} \int_A^B f \, curl \, (\tau_w / f) \, dx \qquad (11)$$

The condition of continuity of the slope leads to

$$T_h (H-h)^{-1} + k(H-h) = -\partial T(z, h)/\partial z|_{z=h} \qquad (12)$$

The relations (11) and (12) are applied to the same data as in the previous section. The solution of these equations gives $T_h = -1.43 \times 10^6$ ton/sec/100 m and $k = 6.74 \times 10^3$ ton/sec/(100 m)^3. The computed distributions of $T(z)$ and $w(z)$ by this method are shown in Fig. 1 and Fig. 2 with thick lines. The curve of $T(z)$ is smooth at $z=h$ as should be. The depth of no meridional motion is found to be about 1,100 m. The vertical velocity obtained is about 10 to 30 per cent larger than that of the previous example. However, such differences are not so serious considering various assumption involved. Moreover, this example is chosen among many data in the Northern Pacific (Ichiye, 1959) so as to give an extraordinary large discontinuity in the slope at $z=h$. In most cases the linear extrapolation method presented in the previous section seems to be sufficient.

5. Conclusion

The method of Stommel which determines the depth of no meridional motion is extended to the case where the hydrographic data are available only to the mid-depth of the ocean. If the velocity distribution in the deeper layer is not so complicated, the presented method will give at least the first approximation of vertical profile of velocity.

Acknowledgement: The author wishes his thanks to Dr. Sidney W. Fox and Dr. F.C.W. Olson for their encouragements. He is indebted to Dr. K. Yoshida for his critical reading for the manuscript.

References

Fleminig, J.A. *et al.*, 1945: Scientific Results of Cruises of the Carnegie during 1928-29, Oceanography 1-B, Carnegie Institute of Washington, Pub. 545.

Hidaka, K., 1958: Computation of the wind stresses over the oceans. Rec. Oceanogr. Works in Japan, New Ser., 4 (2), 77-123.

Ichiye, T., 1959: A theory on the formation of the intermediate water in the North Pacific. (Paper presented in the International Oceanographic Congress at New York).

Stommel, H., 1959: On the determination of the depth of no meridional motion. Deep Sea Res., 3, 273-278.

海面に現われる slick について (第2報)*

岡　本　巖**

Slicks on the Sea Surface (Parts 2)

Iwao OKAMOTO

Abstract: A method is described for rapid determination of surface tension of the sea water in situ. By this means the lowering of surface tension is found in the region of "Slicks", where the water frequently contains plenty of organic matter.

1. はしがき

前の報告[1]で筆者は海水中に含まれる有機物質の量が slick の上では多いことを示し，またそのために slick の上では海水の表面張力が小さいであろうことを暗示したのであるが，海面における表面張力を現場で実測した結果，slick の上では表面張力の低下が実際見出されたので，ここにその概要を報告する．

2. 表面張力の測定法

液体の表面張力を測定する方法としては，毛細管を用いる方法，リングを使う方法，液滴の重さを測る法，その他幾多の方法が知られている．[2] しかしその多くは実験室内で行うには適しているが，野外ことに動揺の多い船の上での測定には不適当である．また水面が多少でも汚れているような場合——沿岸附近の海面は事実しばしばこのような状態にある——には，試水を採集することによつて自然の状態を乱すことになるから，採水を伴う方法はできるだけさけることが望ましい．さらに水の表面張力は水面に指先をふれただけでもかなり変化するものであるから，それは採水時やその後測定するまでの間に何らかの原因によつて変化する恐れがある．以上のことを考慮した結果，海水の表面張力測定法として筆者は ADAM の考案になる方法[3]を最も適したものと思いこれを採用した．

一般に，水面上に液滴がおかれたとき，その液滴が水面上を拡がるか否かは水の表面張力と液の表面張力とこれら両者の界面張力との大小によつて定まるのであるが[4]，ADAM の方法はこの原理によるものである．あらかじめ表面張力が既知の液を数種用意しておき，これらを順次滴下して丁度拡がらない液を見出せば，その液の表面張力が水の表面張力を示すという仕組みである．

表面張力の指示液として *n*-dodecyl alcohol を流動パラフインに溶かした溶液を用い，前者の濃度が 0.1% から 5% までの 9 種の液を調製した．

これらの指示液が呈する表面張力は，薄膜の表面圧力を測定する方法[5]を利用して，次のようにして決定した．いま，測ろうとする液を適当な容器に盛り，天秤の一端から吊した薄いガラス板が液に浸るようにし，他端に適当な分銅をおいて釣合わせる．釣合つているときには次の式が成立つ．

$$M_g = M'_g - \rho abl g + 2(a+b)\nu\cos\theta \quad \ldots(1)$$

ただし，

M: 分銅の質量
M': ガラス片とその他附属物の質量
ρ: 液の密度
a, b: ガラス板の厚さと巾
l: ガラス板の水中に浸る部分の長さ
ν: 液の表面張力
θ: 液とガラス面との接触角

* 1959 年 8 月 26 日受理．
** 滋賀大学学芸部 Faculy of Liberal Arts and Education, Shiga University.

g:　重力の加速度

式 (1) において，M, M' をそのままにして ν が少し変つたとすれば，それに応じて l が変化して釣合が保たれるはずであるから，$\theta=0$ とみなして次の式がえられる．

$$0=-\rho abg\Delta l+2(a+b)\Delta\nu \quad \cdots\cdots(2)$$

しかるに l の変化は指針の目盛盤上のよみ S の変化を伴うから，l と S との関係をしらべておけば S を読んでただちに ν の変化を知ることができる．

l と S との関係は次のようにして求められる．容器に清浄な水を盛り，前と同じようにして天秤を釣合わせたのち，分銅 M の質量を少しづつ増してゆけば，この場合 M', ν は変らないから l したがつて S が変化する．すなわち式 (1) から

$$g\Delta M=-\rho' abg\Delta l \quad \cdots\cdots(3)$$

をえる．ただし，ρ' は水の密度とする．実験の結

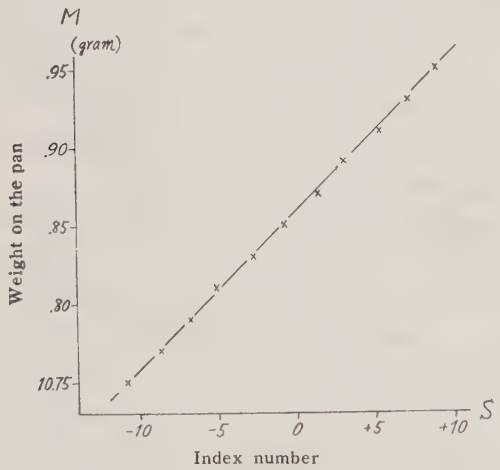


Fig. 1. The relationship between weight on the pan and index number of the balance. From this figure, the eq. (4), $\Delta M=k\Delta S$ is derived.

果 (Fig. 1) によれば，ΔS の小さい範囲内で ΔM は ΔS に比例するとみなしてよいから，

$$\Delta M=k\Delta S \quad \cdots\cdots(4)$$

となる．式 (1), (2), (3), (4) より

$$\Delta\nu=-\frac{k\rho g}{2(a+b)\rho'}\Delta S \quad \cdots\cdots(5)$$

をえる．

実際には指示液の表面張力はステアリン酸の表面膜を媒介として次のようにして決定した．まず容器に水を盛つて天秤を釣合わした後，指針の指す目盛 S を読む．次にステアリン酸のベンゼン溶液を静かに水面に滴下してゆき，指針が少しふれたところで滴下を止めて，指示液の No. 1 を一滴落とす．もし指示液が水面上に拡がるときは，しきり板を少しづつ内側へずらしていつて，丁度指示液が拡がらない点を探す．そしてその時の目盛 S を読み，両者の差 ΔS から式 (5) によつて $\Delta\nu$ を求めれば，これは指示液の表面張力と水の表面張力との差を与える．以下同様にして No. 2, No. 3, ... の $\Delta\nu$ を求める．結果を Fig. 2 に示す．

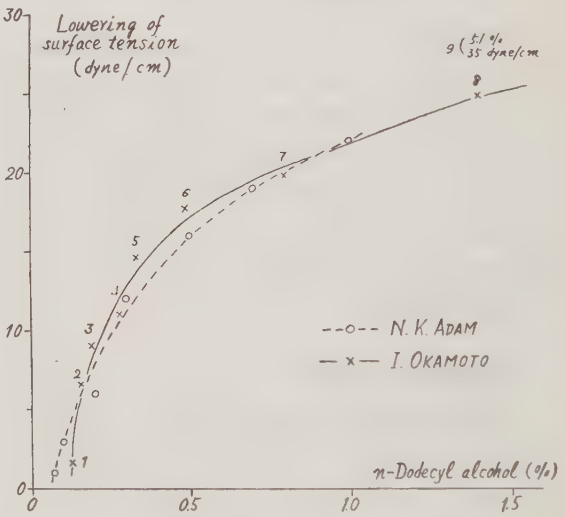


Fig. 2. Lowering surface tension of the indicator (No. 1—No. 9).

なお，ADAM は指示液として n-dodecyl alcohol の water-white oil 溶液を用いているが，併記して参考とした．測定の精度は ±2 dyne/cm であつて当面の場合十分であるが，もつと多くの指示液を用意すればさらに高い精度をえることも困難ではない．

3. Slick と海水の表張張力

ある水域の海水の表面張力を実測した例はきわめて少いようである．これはすでに述べたように通常の測定法をもつてしては多量の労力と時間を要し，とくに水面がいくらかでも汚れているような場合には，ほとんど不可能に近いからであろう．

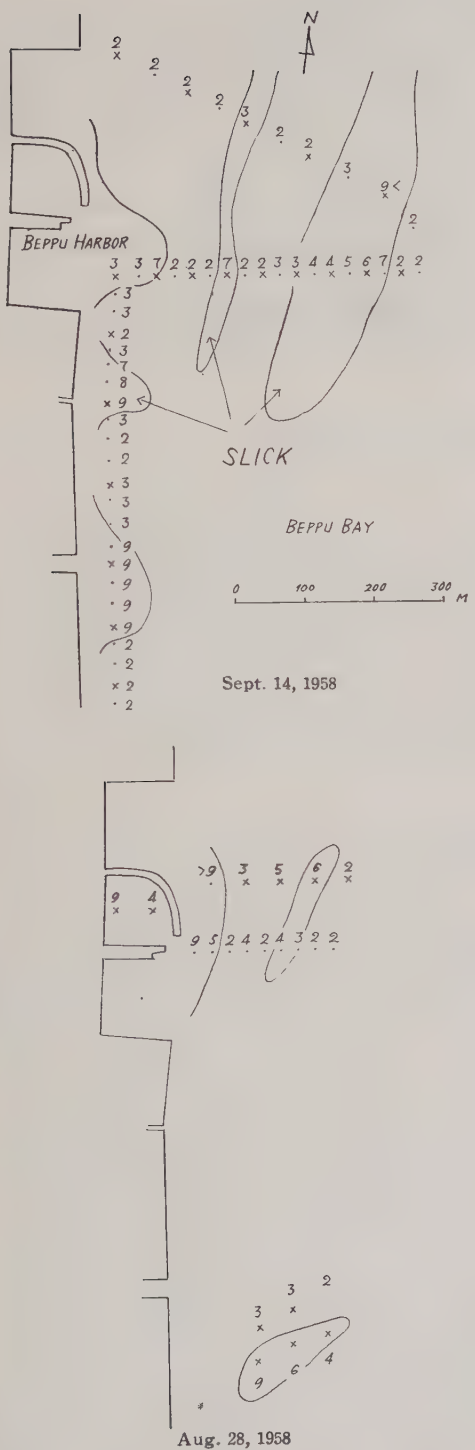


Fig. 3. Slicks and the distribution of the surface tension. Figures indicate the indicator number.

2) で述べた方法によつて，筆者は大分県別府港附近の沿岸の数百点において表面張力を実測した．Fig. 3 にその分布の一，二の例を示し，slick の位置を併せ記入した．一般に，海水と淡水とでは温度が等しければ表面張力は前者の方が後者よりわずかながら大きいのであるが[6]，Fig. 3 によればこの附近の海水はかえつて淡水より数 dyne/cm 以上小さい値を示している．これは注目すべき事実であつて，沿岸の海面がすでに全体として汚れていることを示すものである．

Slick の上ではさらに表面張力の低下が甚しく，また逆に表面張力の低下の著しい所は slick になつていることが明らかに見られる．これは前報で予想したところであるが，今回の調査によつて初めて立証された．

Slick の上では海水の有機物含量が多いことはすでに前報で述べたが，それでは有機物含量と表面張力の低下との関係は如何であろうか．Fig. 4 は Fig. 3 の ×印の諸点をプロットしてえたものであるが，有機物含量が多くなるほど表面張力の低下が著しくなることを示している．したがつて slick は海面の有機物にもとずく表面張力の低下によつて生じるといえよう．

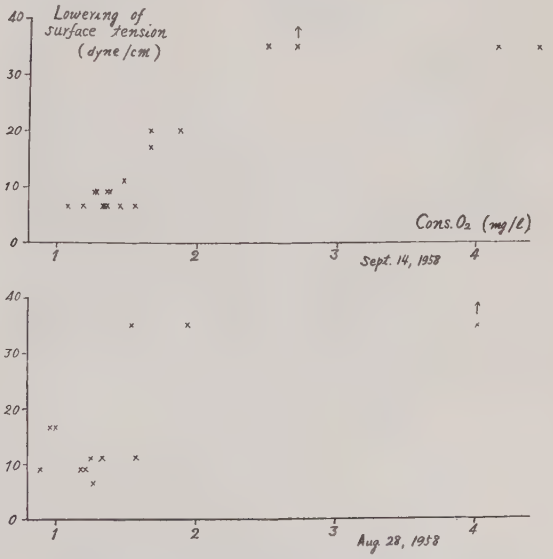


Fig. 4. The relationship between consumed-oxygen of the surface water and the lowering of surface tension.

終りに，本研究に御指導を賜つた京都大学速水頌一郎教授，観測や討論に御協力をいただいた京都大学別府地球物理学研究所及び京都大学海洋学研究室の方々に厚く御礼を申上げる．

文　献

(1) 岡本　巌，1959：
"海面に現われる slick について（第1報）"．日本海洋学会誌，**15**, 11.
(2) 関根幸四郎，1957：
表面張力測定法．
(3) ADAM, N.K., 1937：
"A rapid methed for determinig the lowering of tension of exposed water surfaces, with some observations on the surface tension of the sea and of inland waters". Proc. Roy. Soc., **122**-B, 134.
(4) LANGMUIR, I., 1933：
"The nature of monomolecular expanded films". J. Chem. Phys., **1**, 756.
(5) 日本化学会編，1956：
実験化学講座 7.
(6) KRUMMEL, O., 1907：
Handbuch der Ozeanographie. Bd. 1, 280.

本邦内湾の海洋化学的研究—X
浦戸湾における鉄およびマンガンの分布*

山本広志・今井嘉彦**

Oceanographical Studies on Japanese Inlets (10)
On the Distribution of Iron and Manganese in Sea Water in Urado Bay

Hiroshi YAMAMOTO and Yoshihiko IMAI

Abstract: In order to study the distribution of total iron and manganese in Urado Bay the authors made determinations of these elements.

The quantity of total iron in sea water ranges from 0.2 to 15.9 microgram atoms per liter, and that of manganese from 0.2 to 6.2 microgram atoms per liter.

It was discovered that these two elements are contained in larger quantities in bottom water which has been affected by the bottom mud, and that their distribution in bottom water varies with the topographical features of the sea floor.

These findings lead the authors to presume that iron and manganese are highly concentrated near the "shiome," or current rips.

1. 緒　　言

著者の一人は[1] さきに浦戸湾において不連続層の構造とその成生の要因等に関して研究を行つたが，このような不連続層や潮目の如き異水塊の境界では種々な物理・化学的変化が行なわれ元素の分布も特異的であろうと思われる．特にこのような環境下で元素がどのような挙動をなすかは極めて興味深いところである．

海水中に溶存する元素のうち，イオン状で溶存する多量の成分，例えばアルカリ，アルカリ土類，ハロゲン族などの如く海水に多量に濃縮されている元素の分布状況は概して塩素量の分布と一致しており，塩素量の分布をみることによつてそれらの元素の分布の概要を知ることが可能である．しかしながら鉄およびマンガンの如く，水酸化物のコロイドとして存在する元素や吸着性，被吸着性を有する元素や，特に生産力の要因として消費されることなどが著じるしい元素においては複雑な分布を示すものと思われる．石橋，東[2] は種々な元素が海水中においてどのような挙動をなすものであるかについての規則性を詳細に検討されている．著者等はこれらの元素の中，水酸化物のコロイドとして存在するような元素が塩素量の分布とは異なつた分布を示し，且つ特定の環境条件下では不均一な分布をなすであろうとの想定のもとにその分布状況特に内湾における異水塊の境界附近でどのような分布を示すものであるかを明らかにしてその海洋化学的意義を解明しようとした．本報では浦戸湾の海水中の鉄およびマンガンについて研究を行い二三の知見が得られたので報告する．

2. 実　　験

a. 試　　料

試料採水後直ちに海水 1 l 当り濃塩酸の 2 ml を加え，分析に当つてはこれを東洋濾紙 No. 5C で濾過したものを試料とした．濃塩酸を加えてから

* 1959 年 11 月 30 日受理.

** 高知大学教育学部化学教室 Chemistry Institute, Faculty of Education, Kochi University.

分析までに2日間放置した．これにより海水中の酸可溶性の鉄はすべてイオン状となり，これ以後は放置時間を延長しても変化がみられず測定値に再現性があつた．このことはマンガンにおいても鉄と同様であるが特にマンガンについては濾過しない海水を試料とした．従来鉄およびマンガンの存在状態については種々な論議[3]がなされており二，三の形態が考えられているがここでは形態別に定量しなかつた．また濾過海水についてのマンガンの量は別に報告する予定である．

b. 分析法

全鉄：SANDELL[4]に準拠してO-フェナントロリンを用いて定量した．即ち海水の一定量をとり有機物を分解除去するために蒸発濃縮したのち，少量の硝酸で処理し，酢酸ナトリウムで溶液のpHを5.3附近に調節してから塩酸ヒドロキシルアミンを加え，O-フェナントロリンにより発色させ508 mμの波長で比色定量した．

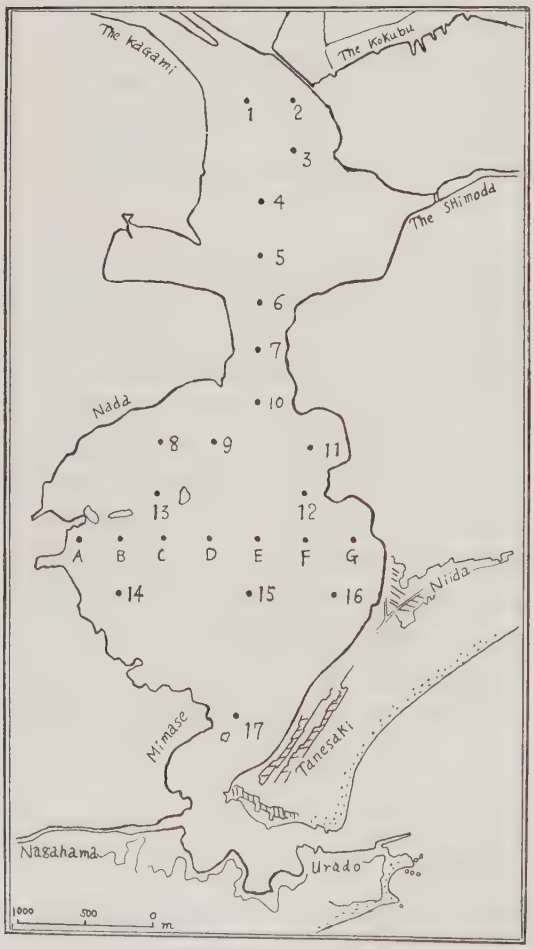


Fig. 1. Stations for collection of water samples in Urado Bay.

マンガン：海水中に存在するマンガンは極めて微量であるためこれを適当な方法で濃縮したのち定量しなければならない．このため従来濃縮の方法として直接蒸発させる方法[5]，水酸化鉄を担体とする方法[6]，塩化マグネシウムを加えるか，又は海水中のマグネシウムを利用して苛性アルカリ又はアンモニア水を用いて生ずる水酸化マグネシウムを担体[7),8]として捕集する方法などが提唱されている．

著者等は鉄および海水中のマグネシウムをそれぞれ担体としてマンガンを捕集し比較検討したところ，いづれも満足すべき結果が得られたが，マグネシウムを利用した場合は処理にやや時間を要するので本研究のごとく多数の試料を処理しなければならない場合は鉄を用いた方が良いと思われたので専ら鉄の水酸化物を担体とする方法によつた．発色は過ヨウ素酸カリウムによる方法を用いた．操作の概要は，硫酸酸性にした海水 50—500 ml の一定量に Fe^{3+}, 20 mg を加え水酸化ナトリウムで水酸化物として沈澱させ，沈澱は遠心分離したのち，これを稀硫酸に溶解させる．沈澱物に吸着された塩化物や有機物等を除くために蒸発濃縮したのち少量の硝酸で有機物を分解し，SO_3 の白煙が生ずるまでに至らせ塩化物を除去した．冷却後残渣は水に溶解させたのち過ヨウ素酸カリウムによつてマンガンを発色させ，同様に処理を行つた標準のマンガン溶液と 525 mμ の波長で比色した．比色に当つては 50.0 mm の液槽を用い島津 Q·B 型分光度計を使用した．

3. 分析結果

本法に従つて測定された海水中の鉄およびマンガンの量は Table 1 および Fig. 2—4 に示した．Table 1 の値は図示した地点以外の地点で得られたもののみを掲げた．

Table 1. Analytical result of manganese and iron in sea water

(Collected on Aug. 1, 1957)

St. No.	Depth (m)	Water Temp. (°C)	Chlorinity ‰	Fe μg. at./l	Mn μg. at/l
1	0	2.80	4.03	2.6	1.6
	1	2.99	7.00	6.4	2.5
	2	2.92	6.96	4.3	1.4
	3	2.92	6.47	8.6	2.0
	4	2.89	16.39	5.5	1.3
3	0	30.6	15.30	7.6	2.4
	1	30.4	5.24	6.6	2.1
	2	29.9	1.64	4.7	2.7
8	0	33.0	9.39	0.5	0.2
	1	32.3	10.22	2.4	1.6
	2	30.6	13.68	3.3	1.7
9	0	32.0	9.33	1.3	1.0
	1	31.9	9.55	2.1	1.3
	2	30.5	13.09	3.4	2.3
	2.5	29.2	16.80	7.7	—
11	0	32.0	10.46	6.1	1.7
	1	32.0	10.54	2.4	1.5
	1.5	31.3	11.03	7.6	1.4
12	0	31.9	10.66	8.4	1.3
	1	31.5	10.68	2.1	1.1
13	0	33.0	9.19	7.0	1.6
	1	30.8	14.36	20.6	4.5
	2	29.7	15.12	13.5	4.2
	3	29.4	15.93	6.2	1.0
14	0	32.5	.59	6.6	1.2
	1	32.8	1.34	5.6	3.4
	2	29.3	1.05	4.1	—
	3	29.2	1.28	3.6	0.9
	4	29.7	1.71	6.3	1.8
16	0	31.0	108.4	5.6	3.5
	1	31.8	112.7	74.7	7.7

a. 塩素量および鉄の分布

外海水に含有される鉄の量は多くの研究者[10]によつて報告されているように一般に極めて少ない．内湾水では陸水による汚染などの要素も加わりかなり高い値を示す場合が多い．川本[11]も外洋と内湾との間では鉄に関する溶存状態には相当の差異があることを述べている．

本湾における鉄の分布も予想以上に複雑であり，明らかな傾向は認め難いが概して底ほど含有量が大きくなつている．また鉄の垂直分布は塩素量の分布とはその状態を異にしており，鉄の量は海水のにごりと密接な関係があることがわかつた．海水の濁りと鉄の量との関係については次の様な実験を行つた．即ち，懸濁物の指標として海水による光の吸収率を求め，一方その海水に含まれ

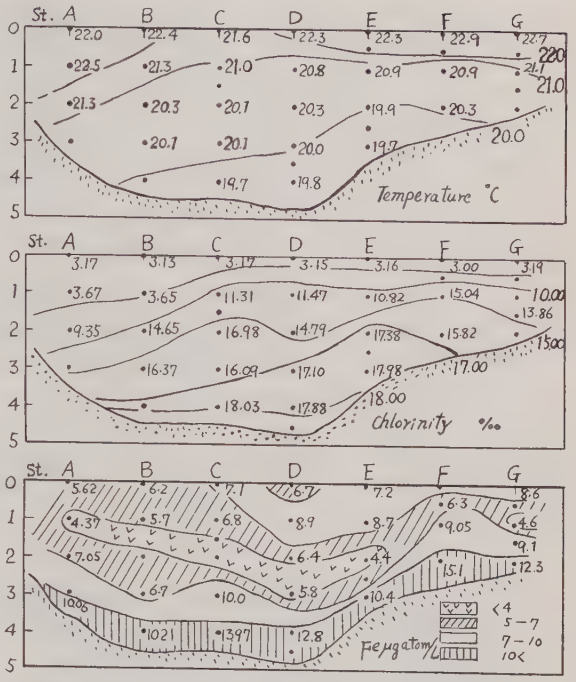


Fig. 2. Sectional distribution of temperature, chlorinity and iron in Sts. A—G in normal conditions of high water (May 3, 1957).

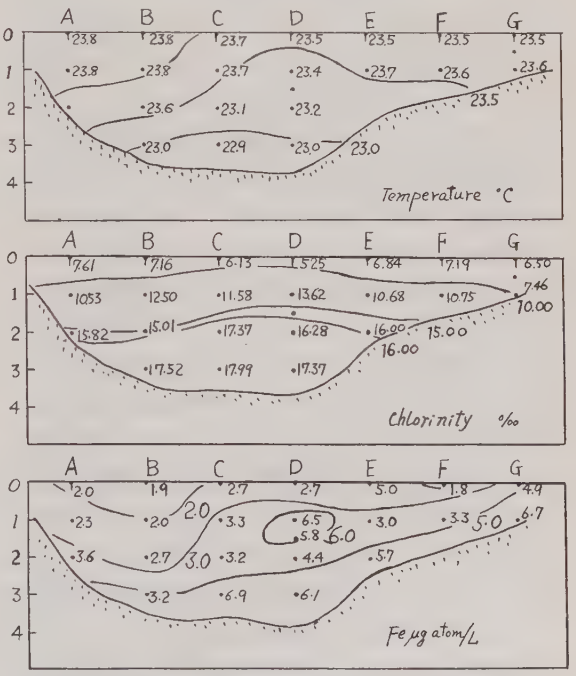


Fig. 3. Sectional distribution of temperature, chlorinity aud iron in Sts. A—G in normal conditions of low water (Jul. 13, 1957).

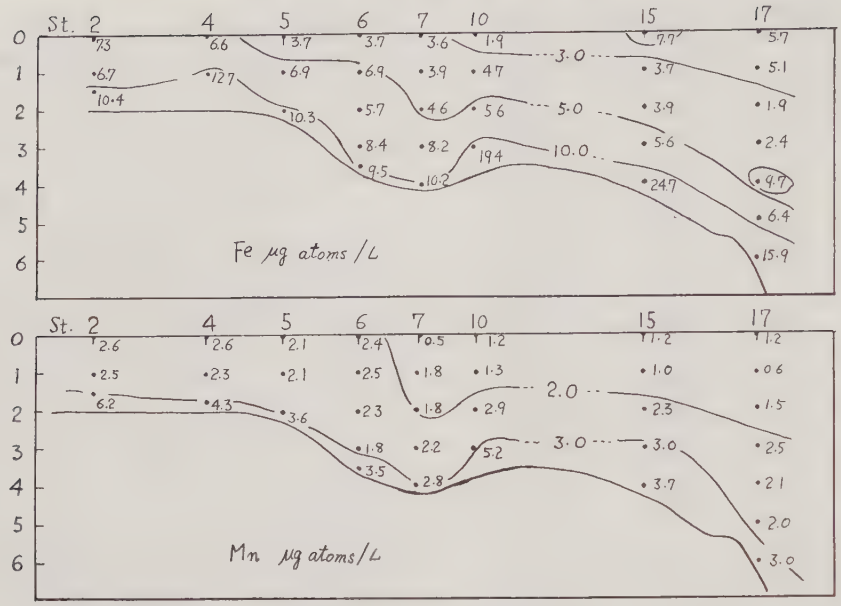


Fig. 4. Sectional distribution of iron and manganese in Sts. 2—17 on Aug, 1, 1957.

る鉄の量を測定する実験である海水における光の吸収に関しては菱田によつて詳細な研究がなされ，海水中の懸濁物や溶存する化学成分によつて光の吸収率が変化すると云われ，濁りの定義についても種々な論議がなされている．また吸収率を測定するためには種々の装置が考案されているが，著者等は簡単に濁りの程度を比較するために，光電分光光度計の濁度測定用アタッチメントを利用して平行光線を光源とし新らしく作つた蒸溜水を対照として海水による光の吸収率を測定した．ここに得られた吸収率は概略的には懸濁物による吸収が大きいとみなされるのでこの吸収率と鉄の量とに関して検討したその結果は Table 2 に示す如く鉄は塩素量の如何かかわらず懸濁物の量に支配されることが明らかとなつた．このことは海水中における鉄の大部分が微細な懸濁粒子や水酸化物のコロイドとして浮遊し，或は微生物等に吸着あるいは結合されて存在するとゆう考え方と一致するものである．そこで内湾に生ずる渦旦等ではこのような懸濁物が機械的な波の作用などを受けて集合する現象がよく観察されるので，この現象によつて鉄がどのように濃縮されるか，また海水の成層状態と鉄などとの関係を解明するために浦戸湾の横断面について水温，塩素量および鉄の垂直分布を明らかにした．

例えば1958年5月3日の測定 (Fig. 2 参照) では鉄含量は湾の中央から左より (St. A 側) に低く，右より (St. G 側) に高くなつている．St. A—C の表層から 3 m の深さまでは大部分が鉄の 4—7 μg atoms/l の海水で占められている．この海水は St. D, E 附近が最も深く，St. G に至つて再び浅くなつている．

St. C—G までの表層水は 7—10 μg atoms/l の海水が上記の 5—7 μg atoms/l 程度の海水を覆つた形ではり出している．底層附近はどの地点でも比較的高い含有量を示し 10.1—15.1 μg atoms/l の値を示している．このような鉄の分布況からみると，浦戸湾の如き浅い内湾水では地形の影響を強く受けることを示しているように思われる．また St. A—E の中層附近を占める比較的低い濃度の海水は，鉄を多く含まない外海水の影響によるものであると考えられ，本湾における海水の主流[13]が張潮の場合には左よりにはり出すことからも容易に推察できる．St. C—G の表層附近を占める比較的高い含有量を示す海水は陸水に由来するものと考えられ，他の海水の鉄含有量は

Table 2. Light transmittancy and iron content of sea water (collection on Jul. 13, 1957)
St. 15.

Depth (m)	Temp. (°C)	Chlorinity (‰)	Transmittancy * (%)	Fe μg/l
0	23.1	5.25	83	154
1	23.4	13.62	65	364
2	23.2	16.28	78	244
3	23.0	17.37	68	342
4	23.0	18.12	62	383

St.	data	Depth (m)	Temp. (°C)	Chlorinity (‰)	Transmittancy * (%)	Fe μg/l
5	Apr. 19 (1957)	2	17.7	9.81	81	208
10	〃	1	17.0	5.07	71	286
E	〃	3	18.1	16.72	85	146
E	〃	4	18.1	17.36	63	384
5	Jul. 10 (1957)	3	22.9	17.99	63	386
9	〃	1	23.4	13.62	64	264
14	〃	0	23.1	5.25	83	154
15	〃	0	23.8	7.16	86	104
15	〃	1	23.6	10.75	83	184
16	〃	2	23.7	15.07	84	163

* The transmittancy is measured by spectrophotometer taking the distilled water as reference. (distilled water=100%).

主として底土に由来する場合が多いものと思われる.

1958年6月13日の測定 (Fig. 3 参照) は落潮の条件における鉄の分布を示した. 塩素量の垂直分布は極めて成層が顕著である. この状態下での鉄の分布は, 局部的には多少の差はあるが (例えば St. D 等の 1m 層が高い値を示す), 全般的には張潮の場合とその傾向が似ている鉄の分布に関して張潮時と落潮時との相違は今回の測定では落潮時が全般的に低い値が得られているこの原因については明らかでなく今後なお研究を要す. るまた両者とも底層附近の高い含有量を示す海水の動きが注目されるので今後このことに関して研究する考えである.

b. マンガンの分布

海水中のマンガン含有量は少なく 1 l の海水につき例えば 0.02—0.2 μg atoms,[14] 0.04—0.047 μg atoms,[15] 0.018—0.021 μg atoms[16] 等の値が報告されている. また鉄とマンガンとの行動に関してはいづれも共沈などの現象によつて海底に濃縮されているといわれている. 著者等は今後海水中に含まれる種々な微量元素を研究してゆく上に鉄やマンガンの分布状況を明らかにしておくことが重要であるとの考えから本湾の海水でも測定した.

湾奥から湾口までの8地点について得られた分析結果から垂直分布を図示すると Fig. 4 の如くなる. 本湾におけるマンガンの分布は鉄のそれとよく似ている. 鉄の分布の場合にも述べたようにマンガンにおいても底層附近に高い含有量を示す海水があつて地形の影響でこの海水の分布状況が変化するように思われる. 今回の試料から得られた鉄およびマンガンの測定値にもとづき両元素の関係をみると Fig. 5 の如くかなり比例的な関係がみられ, 鉄の含有量が大きい海水にはマンガンも多く含まれていることを示している.

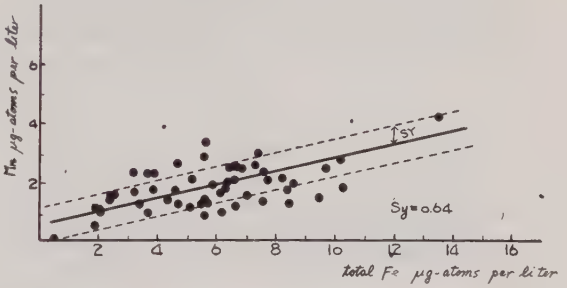


Fig. 5. Relation between total iron and manganese.

c. 潮目における鉄およびマンガンの濃縮

St. 17 附近で潮目が形成されるときを待つて潮目とその附近の海水とを採水し, 含有する鉄およびマンガンの定量を行つたところ Table 3 に示した如く潮目の海水は両元素とも周辺の海水に比べて僅かに高い値が得られた. このことから潮目にはこれらの元素が濃縮される傾向を示すものと思われるが詳細な研究は別に報告する.予定である.

4. 結　　語

浦戸湾における海水中の鉄およびマンガンの分析を行つた結果 Fe: 0.2—15.9 μg atoms/l,

Table 3. Behavior of manganese and iron which was observed in surface water on the "shiome" and outside water. (Aug. 1, 1957)

St. 17	Temp. °C	Chlorinity ‰	Mn μg. at./l	Fe μg. at./l
in "shiome"	24.0	17.85	2.4	4.6
	25.8	17.95	3.1	8.2
	25.5	17.20	2.8	5.6
outside	26.7	17.94	0.6	1.9
	27.4	18.12	0 8	1.8
	27.7	16.66	1.2	2.1

Mn: 0.2—6.2 μg atoms/l の値を得た．また両元素の垂直的な分布を明らかにした結果底層附近にこれらの元素を多く含む海水があつて，その海水の動きは地形の影響を受けやすいものであるとの推定がなされた．潮目附近では両元素とも濃縮される傾向がある．

本研究を行うに当り終始御指導を賜つた京都大学石橋雅義教授に深甚の謝意を表する次第である．

文　献

1) 山本広志，1958：
"本邦内湾の海洋化学的研究（第1報）" 日本海洋学会誌，14，25.

2) 石橋雅義，東慎之介，1958：
"海水中に溶存する元素量の規則性について" 日塩誌，12，322.

3) 例えば LEWIS, Geo. J. Jr., and GOLDBERG, Edward D. 1954：
"Iron in marine waters." J. Mar. Research (Sears Foundation) 13, 183-97.

4) SANDELL, E.B., 1950：
"Colorimetric determination of trace of metals" 2nd Ed. p. 384.

5) THOMPSON, T.G. and WILSON, T.L., 1935：
"The occurrence and determination of manganese in sea water". J. Am. Chem. Soc. 57, 233.

6) 4) に同じ p. 429.

7) LUCHAN, Eugen H. and MAYER, Ján 1953：
"Colorimetric determination of manganese in waters." Chem. Listy. 47, 846-9.

8) KOLOLEFF F., 1947：
"Determination of manganese in natural waters." Acta. Chem. Scand. 1, 503-6.

9) 6) に同じ．

10) 3) に同じ．

11) 川本彊雄，1952：
"海水中の鉄について (I) 各海域における溶存量" 海と空. 29, 112-116.

12) 菱田耕造，1953：
"海水の濁りに関する研究"，日本海洋学会誌，9，143-180.

13) 1) に同じ．

14) 5) に同じ．

15) HARVEY, H.W. 1949：
"Manganese in salt and fresh water". J. Mar. Biol. Assoc. U.K. 28, 155-64.

16) 同上．

Sagitta crassa の形態変化について*,**,***

弘 田 礼 一 郎****

On the Morphological Variation of *Sagitta crassa*

Reiichiro HIROTA

Abstract: The present paper dealt with the seasonal variation of *Sagitta crassa* on the basis of the appearance of the collarette, and dealt with the effect of the water temperature and the chlorinity of the sea water that have the important effect upon such variation. The materials for this study were collected from November ('54) to March ('58) at one station (St. 22), from December ('54) to February ('55) at 20 stations and from November ('55) to October ('56) at 6 stations in the neighbouring sea of Mukaishima (Inland Sea of Japan).

In the case of the study, the collarette of *S. crassa* is distinguished four classes as shown in Fig. 2 according to the degree of the distribution. Accordingly, the collarette of type form of *S. crassa* is A class and the collarette of f. *naikaiensis* is D class.

S. crassa occurred neighbouring sea of Mukaishima has three main spawing seasons (February～March, May～July and November～December) in which the generation alternates. In two generations that the individuals mainly spawn from May to July and from November to December, the collarette of *S. crassa* is D class or C class of low degree. But in the generation that the individuals mainly spawn from February to March, the collarette is able to develop into C, B and A class in order. In that case, the collarette of *S. crassa* comes into C class from December to January, into B class from January to February and into A class on and after February.

The water temperature has the important effect upon the development of the collarette mentioned above. The occurring of the individuals that the collarette developed into A and B class is limited in the case of the water temperature dropped under 11.5°C, and the rate of the occurring is raised when the water temperature has dropped under 9.5°C. In other hand, the individuals that the collarette has developed into C class rarely occur even if the water temperature has rised upper 20°C, but the rate of the occurring is raised when the water temperature has dropped under 11.5°C and into C class within 17.4～18.6‰.

The chlorinity of sea water has the important effect upon the development of the collarette of *S. crassa*, too. The collarette develops into A class when the chlorinity of sea water is within 17.5～17.8‰, into B class within 17.4～18.1‰ and into C class within 17.4 18.6 ‰.

Thus, the collarette of *S. crassa* develops when the water temperature and the chlorinity are confined within fixed limits.

1. まえがき

Sagitta crassa は瀬戸内海中央部では最も普通にみられる毛顎類の1種である．時岡[1,2,3,4]は，本種に type form と forma *naikaiensis* の2型があり，さらにそれら2型間には体の大きさや泡状組織の分布程度につき多くの移行型があることを報告した．門[5]は，この両型は季節型で type form が冬型，f. *naikaiensis* が夏型であるとみなし，村上[6),7),8)]も，採集による調査と飼育実験の結果から，やはり水温による多型であると報告している．既に時岡[9)]により指摘せられたように，毛顎類の分類には近縁種間の詳しい比較研究や環境の変化に伴なう変異の研究が非常に重要である．筆者もこの見地に従い，*S. crassa* の型につき形態学的ならびに生態学的比較研究を行つている．冬期の個体における泡状組織の分布程

* 1959年10月22日受理.

** この報告の大要は日本海洋学会昭和32年度秋期大会（京都）において発表されたが，なお一部の station (St. 22) における調査は 1958 年3月まで続けられたので，その結果を追加して報告する．

*** 向島臨海実験所業績 No. 63.

**** 広島大学理学部附属向島臨海実験所
Mukaishima Marine Biological Station, Faculty of Science, Hiroshima University.

度や繊毛環の形態的変異については既に簡単に報告した（門・弘田[10]）が，泡状組織の分布程度は時岡[3,4]も記述しているごとく，典型的な type form と f. *naikaiensis* とで全く対象的な著しい差異を示すにもかかわらず，その間に多くの変異があり両型は全く連続するという複雑な状態である．この複雑な変異を示す泡状組織の分布程度にもとずき両型間の相互関係を詳細に検討し，さらにその変異を誘起すると考えられる諸種の要因を究明することは，本類の分類学にも貢献する所が多いであろう．本報告では泡状組織の分布程度にもとずいて *S. crassa* の季節的な変異を考察し，さらにこの変異を誘起する重要な要因として認められた水温および塩素量について論述する．

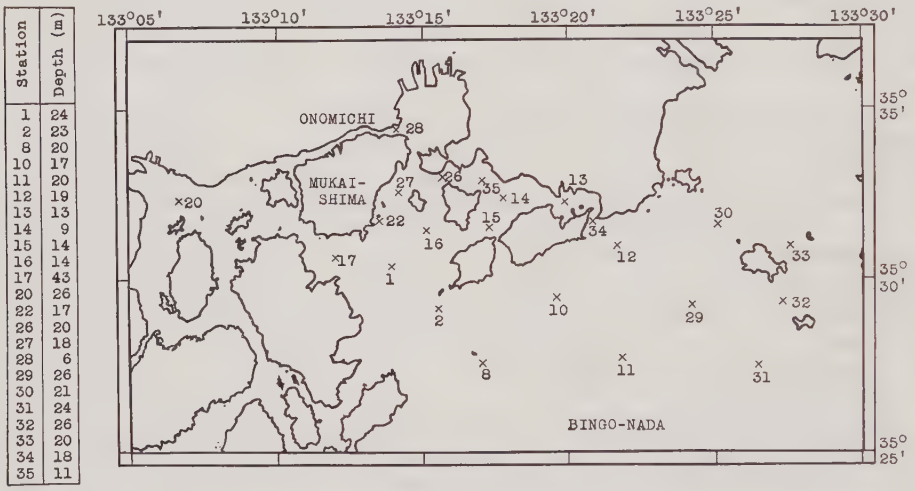


Fig. 1. The map showing collecting stations in the vicinity of Mukaishima.

2. 材料の採集および観察方法

研究材料の採集と海況の調査は，向島臨海実験所沖の 1 station (St. 22) では 1954 年 11 月より 1958 年 3 月にわたつて毎月 2～3 回ずつ，向島近海の 20 stations においては 1954 年 12 月 16 日，1955 年 1 月 19 日および 2 月 17 日の 3 回，また St. 8, 13, 17, 20, 28, 30 の 6 stations では 1955 年 11 月より 1956 年 10 月にかけてほぼ毎月 1 回行われた (Fig. 1 参照)．使用ネットは XX13 (129 目/吋) の篩絹製で上部口径は 300mm である．曳網はいずれの場合も垂直に 2 回行い，毎回得られた全個体を調査の対象とした．

S. crassa の泡状組織は type form とされている個体においては体の全長にわたつて分布するが，f. *naikaiensis* とされている個体では頸部にのみ僅かに分布するにすぎない．しかし，冬期にはこの両極端間に種々の程度の分布を示す個体が出現する．その変異は連続的であり劃然とした type に分けることはむつかしい．ここでは一応前報告（門・弘田[10]）に従い *S. crassa* の泡状組織の分布程度をつぎの 4 つの段階に分ける (Fig. 2 参照)．

A：体全体にわたつて分布するもの

B：後鰭まで分布するがそれより後部には認められぬもの

C：前鰭まで分布するもの

D：頸部だけに分布するもの

すなわち，type form の泡状組織が A, f. *naikaiensis* のものが D にあたり，両型間の移行型がもつ泡状組織が B および C に区別されるわけである．村上[8]はこの移行型の泡状組織をさらに 7 段階 (I_1, I_2,.....I_7) に細分している．彼の I_1～I_3 は筆者の C に，I_4～I_7 は B に相当するものである．なお，以下の記述においては上述の各段階に相当する泡状組織をもつ個体をそれぞれ A, B, C, D 個体と称する．

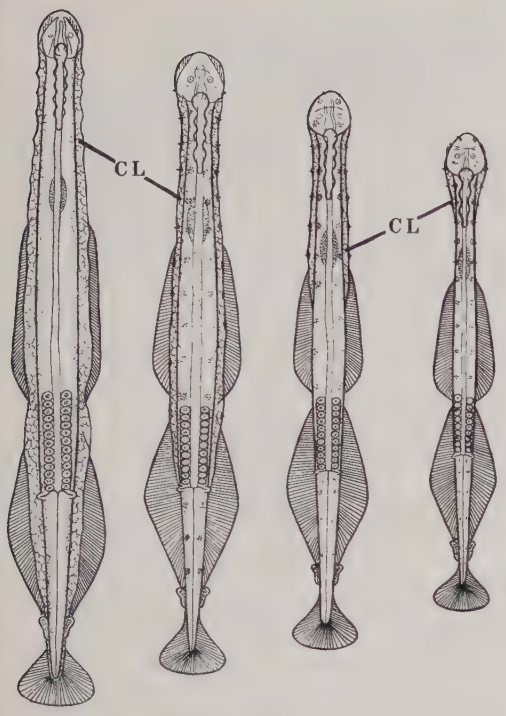


Fig. 2. Classification of collarette of *S. crassa* according to its development. CL: Collarette (×6)

成熟度については前報告[10]と同様 PIERCE[11] の stage に従つた.

3. 調査結果

A) St. 22 における採集個体

St. 22 において採集された個体の数量を, D 個体および A+B+C 個体に大別して, 採集時の水温および塩素量と共に Fig. 3 に示した. 全調査期間を通じ, 採集された個体の泡状組織の状況は季節により著しい特異性を示している. すなわち, 毎年 4～11 月の間に採集された個体は例外なくすべて D 個体のみからなり, 他方 A, B, C, の各個体は 12～3 月の間に限つて採集されてい

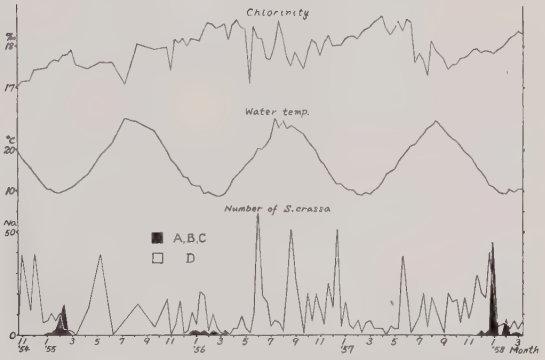


Fig. 3. Changes of chlorinity, water temperature and catch of *S. crassa* with each type of collarette at St. 22 from November '54 to March '58.

Table 1. Every-ten-day catches of *S. crassa* with each type of collarette in four winters at St. 22.

Year			'54–'55				'55–'56				'56–'57				'57–58			
Type of collarette			D	C	B	A	D	C	B	A	D	C	B	A	D	C	B	A
Month	Dec.	F	90				45				78				289			
		S	82				33				65				169	2		
		L	—	—	—	—	21				117				119			
	Jan.	F	20				45	2			60				81	3		
		S	18	1			26	2			81				65	41	4	
		L	40	1			57	1			29				56			
	Feb.	F	15	3			43	2			14				51			
		S	30	6	3		10				20				34	8		
		L	19	7	2	6	36	2			13				31			
	Mar.	F	7		1	1	9	1			30				31	1		
		S	3				9				29				20	1		
		L	12				13	2			15				23			

F: First decade, S: Second decade, L: Last decade

Table 2. Catches of *S. crassa* classified by body length, maturity and type of collarette at St. 22 from December '54 to March '55.

Body length (mm)				<5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16
Stage of maturity				1	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3
'54	Dec. 5	Type of collarette	D	78	5 4	2 1									
	Dec. 13		D	43	16 1 1	12 1 5	2 1								
'55	Jan. 10		D	14			4	2							
	Jan. 17		D C	11	3	3	1		1						
	Jan. 25		D C	29	11	1									
	Feb. 6		D C	8	6	1	1			1	1				
	Feb. 18		D C B	19	6 2	2 2 1 2		1		1	1	1	1		
	Feb. 25		D C B A	16	2	1 1 1	1	1	2 1		1	1	1 1	3	1
	Mar. 6		D C B A	5	1	1							1		1
	Mar. 15		D	1		1	1								
	Mar. 31		D	12											

る．しかし，12～3 月に得られた個体でも泡状組織の発達状態は一様でなく，Table 1 に示したように年によつて非常に異つている．そのうち A, B, C, D 全段階の泡状組織をもつ個体が得られた 1954 年 12 月～1955 年 3 月の採集個体につき，更に詳細に分析した結果を Table 2 に示した．表により明らかな如く，1954 年 12 月にはすべての成熟度を示すD個体がみられるが，泡状組織が増大した個体は全くみられない．1955 年 1 月になるとD個体は未熟体のみで成熟体は全くみられなくなり，同時に未熟なC個体が現われる．2 月に進むとC個体に加えて B, A の各個体が現われると共に，これら3種類の個体の大型のものには成熟したものがみられるようになる．3 月初旬には大型の成熟した A および B 個体が僅かに残存する以外は小型の未熟な D 個体しかみられず，3 月中旬以降は再び D 個体のみとなる．

B) 向島近海 20 stations における採集個体

St. 1, 2, 8, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 22, 26, 27, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35 の 20 stations において 1954 年 12 月 16 日，1955 年 1 月 19 日，2 月 17 日の 3 回採集を行つた．Table 3 に各 station において採集された個体の数量を泡状組織の段階別に示し，Table 4 に採集時の水温および塩素量を示した．1954 年 12 月 16 日の採集においては，得られた個体の殆んど全てがD個体で，他のものは僅かに St. 8, 13, 33 の 3 stations においてC個体が 1 個体ずつ，計 3 個体みられたにすぎない．D 個体はあらゆる成熟度を示すが，C 個体はいずれも stage 1 の未熟体である．1955 年 1 月 19 日の採集では，D 個体の外に C 個体および B 個体が得られている．C 個体の採集点も 12 月には 3

Table 3. Individual numbers of *S. crassa* collected at twenty stations in the vicinity of Mukaishima and classified by type of collarette and maturity.

Month	Type of collarette	Stage of maturity	Station 1	2	8	10	11	12	13	14	15	16	22	26	27	29	30	31	32	33	34	35
Dec. 16, '54	D	1	100	293	151	223	206	250	147	73	127	—	121	—	—	232	203	138	473	319	—	—
		2	4	3	4	1	2	1		3		—	5	—	—			3	2	4	—	—
		3	9	8	5	4	10	3	6	2	4	—	11	—	—	6		5	3	6	—	—
	C	1			1				1			—		—	—					1	—	—
		2										—		—	—						—	—
		3										—		—	—						—	—
Jan. 19, '55	D	1	64	50	67	95	107	—	127	25	48	101	31	49	71	—	—	—	—	—	—	—
		2	1	1	3		2	—	2	2		3	2	1	2	—	—	—	—	—	—	—
		3	1	1	1	2		—								—	—	—	—	—	—	—
	C	1	1			3	2	—	86	16			1	7	4	—	—	—	—	—	—	—
		2				1		—	17	5			1	3	3	—	—	—	—	—	—	—
		3						—								—	—	—	—	—	—	—
	B	1						—	7						1	—	—	—	—	—	—	—
		2						—	3							—	—	—	—	—	—	—
		3						—								—	—	—	—	—	—	—
Feb. 17, '55	D	1	—	50	—	51	—	123	23	19	10	14	20	28	—	17	39	—	40	—	45	11
		2	—	7	—	8	—					3	1	8	—			—		—		1
		3	—		—		—								—			—		—		
	C	1	—	2	—	7	—	55	5	1			3	7	—	11	11	—	12	—	27	2
		2	—	2	—	2	—	23	4	2	5	2	1	2	—	4	6	—	5	—	22	8
		3	—		—		—	1		2					—			—	2	—	2	1
	B	1	—		—	1	—	9	1					2	—	2	1	—	8	—	4	2
		2	—		—	12	—	40	4	5	7			6	—	4	18	—	27	—	20	10
		3	—		—	6	—	8	1					1	—			—	3	—	11	1
	A	1	—		—		—								—			—		—		
		2	—		—	9	—	16	10	13	10			1	—	4	8	—	22	—	17	5
		3	—		—	4	—	16	2	2			1		—	3	1	—	18	—	14	

—: No research

stations にすぎなかつたものが，1月には 8 stations とふえ，更に St. 13, 27 の 2 stations では B 個体が採集されている．D 個体には少数の成熟したものがみられるが，C 個体および B 個体はいずれも stage 1 または 2 の未熟体である．1955 年 2 月 17 日の結果では，前 2 回に比して C 個体および B 個体が増加すると共に，今までみられなかつた A 個体が採集されている．また地域的にも少数の station を除き，いずれの海域にも泡状組織が全身に分布している A 個体が認められる．これら A, B, C 各個体にはいずれも成熟体が含まれるが，D 個体は全て未熟体 (stage 1 または 2) で完全に成熟したものは全くみられない．

C) St. 8, 13, 17, 20, 28, 30 における採集個体

ここには上掲の 6 stations において 1955 年 11 月～1956 年 10 月の間に採集された個体の調査結果について述べる．Table 5 には各 station 毎に得られた個体数を泡状組織の段階別に示し，あわせて採集時の水温および塩素量を付記した．泡状組織が増大した個体 (A, B, Cの各個体) の出現状況は station により可成り相違することが認められる．すなわち，St. 20 では A, B, C 個

Table 4. Water temperature and chlorinity measured three times from December '54 to February '55 at twenty stations in the vicinity of Mukaishima.

Station	Dec. 16, '54		Jan. 19, '55		Feb. 17, '55		Station	Dec. 16, '54		Jan. 19, '55		Feb. 17, '55	
	W.T. (°C)	Cl. (‰)	W.T. (°C)	Cl. (‰)	W.T. (°C)	Cl. (‰)		W.T. (°C)	Cl. (‰)	W.T. (°C)	Cl (‰)	W.T. (°C)	Cl. (‰)
1	14.1	17.24	11.1	17.68	—	—	22	13.5	17.18	10.5	17.59	9.5	17.67
2	13.6	16.61	11.0	17.63	9.5	17.66	26	—	—	9.8	17.51	9.5	17.72
8	14.2	17.14	10.6	17.63	—	—	27	—	—	10.2	17.55	—	—
10	13.5	17.13	10.2	17.57	9.0	17.77	29	14.2	17.03	—	—	9.0	17.66
11	14.0	17.01	10.5	17.62	—	—	30	14.0	16.91	—	—	8.9	17.59
12	13.5	16.88	—	—	8.5	17.60	31	14.0	16.91	—	—	—	—
13	13.1	16.88	9.5	17.41	8.9	17.61	32	14.5	16.94	—	—	9.2	17.72
14	13.8	16.98	9.7	17.48	9.0	17.59	33	14.2	16.91	—	—	—	—
15	13.4	16.99	10.3	17.50	9.4	17.70	34	—	—	—	—	8.8	17.61
16	—	—	10.5	17.70	9.8	17.91	35	—	—	—	—	9.2	17.67

—: not measured

Tabel 5. Water temperature, chlorinity and catches of *S. crassa* with each type of collarette at six stations in the vicinity of Mukaishima from November '55 to October '56.

Station	Date	Type of collarette				W.T. (°C)	Cl. (‰)	Station	Date	Type of collarette				W.T. (°C)	Cl. (‰)
		D	C	B	A					D	C	B	A		
8	Dec. 8	126	4			15.4	18.28	20							
	24	35				14.0	18.06		Dec. 23	36				14.2	18.10
	Jan. 14	43	1			11.7	18.13		Jan. 20	51				11.7	18.16
	Feb. 13	42				9.8	18.54		Feb. 21	26				9.8	18.48
	Mar. 13	16	2		2	9.0	18.56		Mar. 10	8				9.1	18.47
	Apr. 27	95				13.7	18.61		Apr. 27	19				13.3	18.43
	May 28	110	10			16.6	17.74		May 28	17				15.8	17.61
	July 3	235	5			20.3	18.26		July 3	137				20.3	17·56
	29	597				25.2	17.90		Aug. 5	143				25.2	18.15
	Aug. 29	193				25.2	18.36		Sept. 4	106				25.5	17.71
	Oct. 14	50				22.8	17.79		Oct. 14	52				23.0	17.72
13	Dec. 8	262	13			14.0	18.01	28							
	24	57				12.8	17.90		Nov. 15	45				18.0	17.99
	Jan. 17	68	28	4		10.3	18.09		Dec. 23	21				12.8	18.18
	Feb. 13	41	15	1		8.7	18.54		Jan. 20	30		1		11.2	18.01
	Mar. 15	24	14	2		8.9	18.60		Feb. 21	48				8.8	18.61
	Apr. 27	120				14.0	18.24		Mar. 10	5				9.1	18.45
	May 28	84				16.8	17.45		Apr. 27	16				14.2	18.43
	July 3	127				20.6	18.04		May 28	2				17.2	17.18
	29	150				26.4	17.74		July 3	44				21.3	16.84
	Sept. 4	125				26.2	17.49		29	18				27.1	17.78
	Oct. 14	81				22.6	17.56		Sept. 4	176				26·9	17.22
									Oct. 14	82				21.5	17.42
17	Nov. 28	131				16.8	18.22								
	Dec. 23	68				14.0	18.22		Dec. 24	86	3			13.8	18.03
	Jan. 20	67	4			11.7	18.14		Jan. 17	106	100	12	1	10.6	18.08
	Feb. 21	57				9.6	18.50		Feb. 13	43	13			9.3	18.33
	Mar. 10	12				9.1	18.48		Mar. 15	36	18			8.5	18.58
	Apr. 27	116				13.7	18.26	30	Apr. 27	217				13.5	18.40
	May 28	16				16.4	17.46		May 28	153				16.5	17.59
	July 3	232	3			20.5	17.53		July 3	344				19.8	18.32
	29	249				25.6	17.64		29	623				25.3	17.96
	Sept. 4	364				25.7	17.48		Sept. 2	218	2			25.6	17.96
	Oct. 14	61				22.8	17.64		Oct. 14	192				22.8	17.86

Table 6. Relations among the body length, the maturity and the type of collarette of *S. crassa* in the vicinity of Mukaishima.

Type of collarette		Stage of maturity	Body length (mm)												
			<5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18
	D	Stage 1	12939	1125	341	130	37	19	7							
		2	882	709	499	262	62	19	2	5	2					
		3		51	211	187	121	30	2	2	2					
	C	1		88	79	61	43	46	42	20	14					
		2		2	30	25	21	20	42	55	47	22	2			
		3					5	13	15	7	7	5	2			
	B	1		1	7	7	11	6	2	5	1	1				
		2				4	4	10	5	17	66	52	17	3		
		3							1	2	10	12	11			
	A	1														
		2						1	1	4	19	45	39	9		
		3									6	8	24	23	5	2

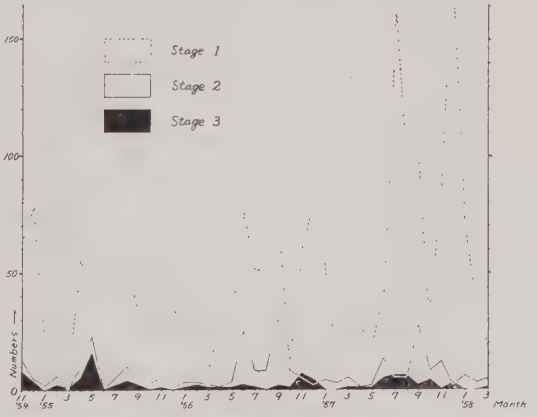
体は周年認められず，また St. 17, 28 の 2 stations でもそれらの個体は極めて稀であり，St. 28 では 1 月に B 個体が僅かに 1 個体，St. 17 でも 1 月に C 個体が 4 個体採集されたにすぎない．これに対し，St. 8, 13, 30 の 3 stations では，12～3 月に泡状組織の増大が起つた個体が可成り多数採集されている．しかし，St. 13, 30 の 2 stations の結果を前年の結果 (Table 3) と比較すると，いずれも出現した個体の泡状組織の増大の程度が前年に比べて極めて悪いことが判る．なお，St. 8 では 5 月と 7 月はじめ，St. 17 では 7 月はじめ，また St. 30 では 9 月はじめに C 個体が若干採集されている．もつともこれらの C 個体は，冬期に採集される C 個体に比較して泡状組織の増大の程度が稍々低い．

最後に以上の各項で取扱つた全採集個体について，泡状組織の段階別にみた各個体の体長の相異を Table 6 に示した．それぞれの個体の体長は，D 個体 13mm 以下，C 個体 5～15mm，B 個体 5～16mm，A 個体 9～18mm であるが，stage 3 の完全な成熟体の体長は，D 個体 5～13mm (5～10mm が特に多い)，C 個体 8～15mm，B個体 10～15mm，A 個体 12～18mm である．

4. 考　察

A) 季節的変化

a) 世代数　*S. crassa* が年間に繰返す世代について，村上[8]は笠岡湾 (瀬戸内海) における調査結果から，横島水道では$^1/_3$年を 1 世代とする 3 つの世代，すなわち 2～7 月，7～11 月，11～2 月の 3 世代と，$^2/_3$年を 1 世代とする 7～2 月の 1 世代が併存し，年間 4 世代が存在すること，さらに湾口部では 2～5 月，5～11月，11～2 月の 3 世代を繰返すものと，2～7 月，7～2 月の 2 世代を繰返すものとの 2 つの cycle が併存することを推定している．また瀬戸内海の他の海域における世代の交代も，多少時期的なずれはあつてもこの湾口部にみられる状況に等しいと述べている．今回の調査結果をこの村上の所論と比較する意味で，



Fgi. 4. The fluctuation of the catch of *S. crassa* in each stage of maturity collected at St. 22 from November '54 to March '58.

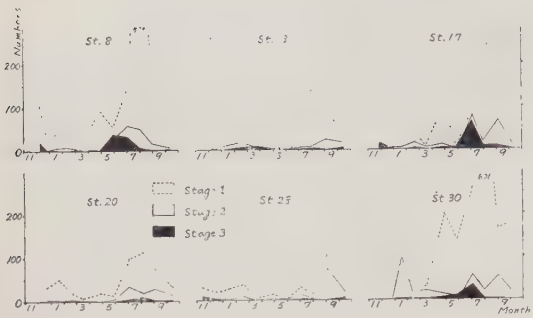


Fig. 5. Individual numbers of *S. crassa* in each stage of maturity collected at six stations in the vicinity of Mukaishima from November '55 to October '56.

Fig. 4 に St. 22 における採集個体の成熟度別の数量を示し，また向島近海の St. 8, 13, 17, 20, 28, 30 の 6 stations で 1956 年 11 月より 1 年間にわたつて採集された個体についても，各 station 別に成熟度別の個体数を Fig. 5 に示した．St. 22 においては，stage 3 (成熟) と stage 1 (全く未熟) の個体の採集数から考えて，2～3 月，5～7 月，11～12 月の 3 回の主産卵期があると考えられる．向島近海の 6 stations での結果は月 1 回の採集のため適確な資料とはいえないが，やはり 2～3 月，5～7 月，11 月に産卵の多い時期があるようである．従つてこれらの主産卵期にまたがつた 3 世代の存在は事実であろう．しかし村上[8] のいう 2～7～2 月の長期世代については，今のところ追証しうるような資料は得られていない．いずれにせよ年間 3 回の産卵盛期があり，3 回の世代の交代が起つていることは間違いない．

b) 泡状組織　*S. crassa* の泡状組織の分布状態が季節的に著しい相異を示すことはこれまでにも認められており[5,6,7,8]，特に村上[8] は笠岡湾に出現する個体について泡状組織の変化の様子を詳細に報告している．向島近海に出現する個体における変化の状況もほぼこれに等しいが，冬期に起る泡状組織の増大の程度や時期について可成りの相異も認められる．既述の如く，St. 22 における採集では，4～11 月に得られた個体は全て D 個体である．このことは，この期間に出現する個体の属する世代，すなわち 5～7 月および 11～12 月に主産卵期をもつ 2 つの世代においては，泡状組織が D の段階に止つて増大しないことを示している．他方，12～3 月に得られた個体において，A, B, C 各段階の泡状組織をもつものがみられることは，2～3 月に主産卵期をもつ世代において泡状組織の増大が起ることを示している．しかし，時に '55～'56 年の向島近海 6 stations での採集結果 (Table 5) にみられるように，5 月 (St. 8)，7 月 (St. 8, 17)，9 月 (St. 30) にも稍々増大の程度の低い C 個体が現れることもある．このような個体の出現は村上[8] によつても報告されているが，その出現例は比較的少く，いずれも例外的なものとして取扱われている．いずれにせよこのような個体の出現は，軽度の泡状組織の増大は冬期以外の世代においても起り得ることを示すものといえよう．これに対し，冬期には顕著な泡状組織の増大が認められる．ただ，村上[8] が笠岡湾で調査した結果では，11 月下旬から 12 月にかけて筆者の C 個体が出現しはじめ，12 月下旬から 1 月にかけて泡状組織が完全に全身をおおう筆者の A 個体が出現しているが，向島近海の出現状況はこれよりも時期的に相当遅く，'54～'55 年冬期に St. 22 (Table 2) および他の station (Table 3) でみられたように，12 月から 1 月にかけて未熟な C 個体が出現しはじめ，以後生長が進むにつれて次第に泡状組織の増大の程度も進み，1 月から 2 月にかけて B 個体，2 月以降に A 個体が現れるようになる．また向島近海では，'55 年 12 月以降の St. 22 における採集結果 (Table 1) や，'55～'56 年の向島近海 6 stations の採集結果 (Table 5) にみられるように，年により或は海域により泡状組織の増大が完全に A 段階に達しない場合，さらには増大が全く起らぬ場合もある．このように泡状組織の増大の起る時期が他の海域と異つたり，増大の程度が年により或は海域により相異する原因については後に詳しく述べる．

B) 泡状組織の増大と水温との関係

門[5] は *S. crassa* の 2 型は季節的な型で，冬期は低温のため生殖腺の成熟が遅れて大型の type form となり，夏期は体長が小さいうちに成熟し

て小型の f. *naikaiensis* となるという考えにもとずき，この両型が水温による多型であると報告した．その後村上[6,7,8]もこれを認め，さらに詳しい水温との関係を調査報告している．筆者も水温の低下が泡状組織の増大に影響を与えることを認め，さきに，'54 年 12 月から '55 年2月にかけて毎月 1 回向島近海の 20 stations で行われた採集結果にもとずいて，泡状組織の増大した個体の出現と水温との関係について報告した[12]．この 20 stations において得られた結果では，泡状組織の増大した個体の出現する水温の範囲は，それぞれ C 個体 8.5～14.9°C, B 個体 8.5～10.5°C, A 個体 8.5～9.8°C であつた．また St. 22 における '54～'58 年の結果では，C 個体 8.8～13.1°C, B 個体 9.5～10.7°C, A 個体 9.9～10.3°C の範囲で出現している．'55～'56 年における向島近海の 6 stations では，C 個体 8.5～21.3°C, B 個体 8.7～11.2°C, A 個体 9.0～10.6°C の範囲であつた．なおD個体は調査の対象となつた採集ではいずれの場合にも採集されており，採集時の水温の範囲は 8.5～27.5°C であつた．ここでこれら全ての採集で得られた個体のうち泡状組織の増大が起つたものについて，採集時の水温と泡状組織の段階との関係を示せば Fig. 6 のようになり，これらの結果から次のようなことが推察される．すなわち，A 個体は水温が 11°C 以下の場合に限つて出現し，特に 9.5°C 以下の場合にその出現数が多くなつている．B 個体の出現状況もほぼこれに近く，11.5°C 以下の水温でのみ出現し，やはり 9.5°C 以下の場合に出現数が多くなるが，A 個体に比べて稍々高温時の出現個体が多い．C 個体はこれら二者に比べて非常に高温 (20°C 以上) でも出現することがあるが，その出現例は少なく，普通には12月以降の水温がほぼ 15°C に低下した頃から出現しはじめ，11.5°C 以下の水温でその出現数が多くなる．このように泡状組織の増大は，C 個体までは可成りの高温でも起ることがあるが，その例は比較的稀で，一般には冬期水温の低下に従つて順次 C, B, A の段階に達する増大が起るのが普通である．このような泡状組織の増大した個体と水温との関係は，村上[8]が調査した笠岡湾や瀬戸内海の他の海域での出現状況にもほぼあてはめることができる．従つて水温の低下が早い時期に起る笠岡湾のような海域においては，泡状組織の増大した個体が早い時期に出現し，水温の低下の起る時期の遅い向島近海のような海域では，その出現が比較的遅くなるという傾向が現れるのは当然である．

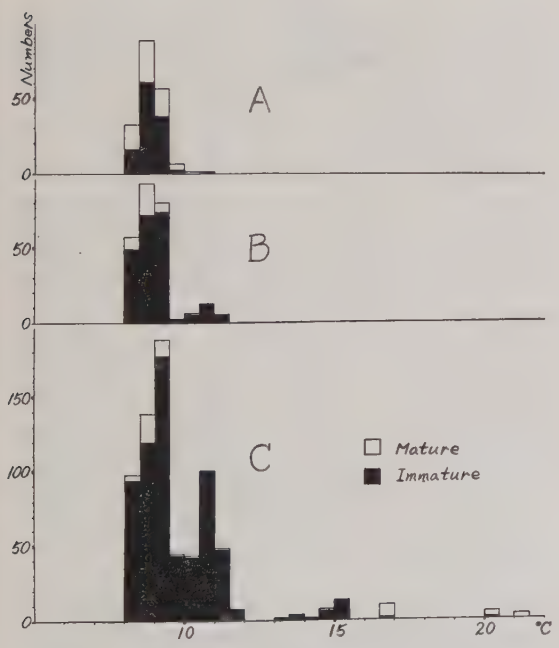


Fig. 6. Interrelation between the water temperature and the catch of *S. crassa* with each type of collarette in the vicinity of Mukaishima.

C) 泡状組織の増大と塩素量との関係

塩素量 (塩度) が *S. crassa* の 2 型 (type form と f. *naikaiensis*) の地理的分布に関与していることは，既に時岡[3,4]や村上[6,8]により指摘せられているが，塩素量が *S. crassa* の形態的変異，特に泡状組織の増大に関係を持つことについては，まだ十分な検討が加えられておらず，僅かに村上[8]が大阪湾における出現状況から，type from, f. *naikaiensis* および両者の中間型の 3 者について，塩素量の適域を簡単に考察しているにすぎない．以下，今回の採集の結果にもとずいて，*S. crassa* の泡状組織の増大と塩素量の関係を考察する．

St. 22 において '54 年 11 月より '58 年 3 月にわたつて採集された結果では，冬期にみられる *S. crassa* の泡状組織の増大の状況は，Table 1 に示されたように年により非常に異つている．すなわち，'54～'55 年には 1 月から 2 月にかけて泡状組織の増大が次第に進み，順次 C, B, A の各段階に達した個体が出現しているのに対し，'55～'56 年には泡状組織の増大は C の段階で止まり，B, A の段階に達した個体の出現は全くみられない．さらに '56～'57 年には泡状組織の増大が起つた個体は全く出現せず，得られた個体は全て D 個体であつた．また '57～'58 年には 1 月に B 個体が得られているが，他の時期には増大が B の段階以上に進んだ個体はみられていない．このように泡状組織の増大の程度が年によつて著しく変化する原因として，まず前項で述べた水温との関係が注目されるが，Fig. 7 に示すように，水温の変化は年によつて目立つた差異を示さず，いずれも

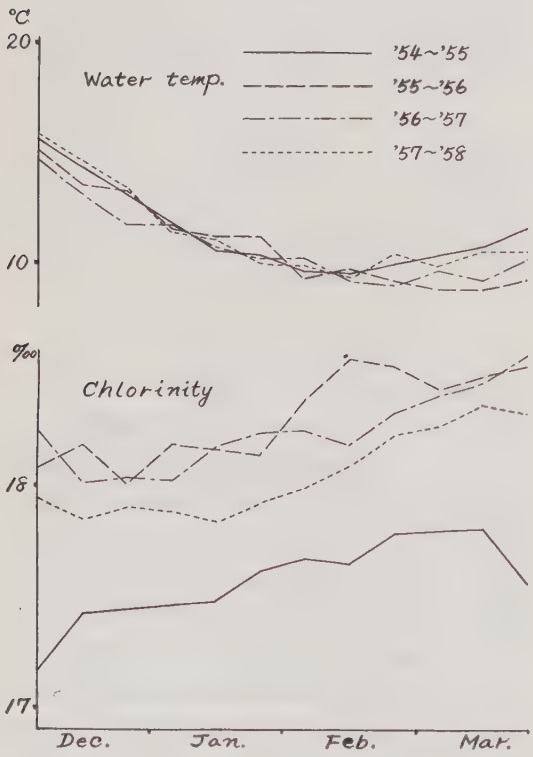


Fig. 7. Changes of water temperature and chlorinity in four winters at St. 22.

泡状組織の増大が A の段階に至るために必要と考えられる水温の低下が起つている．これに対して，塩素量の変化には年によつて相当の差異が認められ，各年の塩素量と出現した個体の泡状組織の増大の程度とをあわせ考えると，塩素量の変化が泡状組織の増大に対して重要な影響を与えるものと推測される．St. 22 における塩素量の年変化は，Fig. 3 にも示されたように，夏期には低くまた比較的上下の変動が多いが，11 月以降には比較的安定した状況で徐々に高まり，3～4 月に最高の価を示すようになる．従つて *S. crassa* の泡状組織の増大が顕著に現われる冬期 4 カ月 (12～3 月) は，1 年を通じて塩素量が比較的高い時期に相当する．しかし，この時期だけの塩素量を年毎に比較すれば，Fig. 7 にみられるように極めて顕著な差異があり，この塩素量の変化と *S. crassa* の泡状組織の増大との間には極めて密接な関係が認められる．すなわち，'54～'55 年の塩素量は他の 3 年に比して著しく低く，最高でも 17.9‰ にすぎないが，これは泡状組織の増大に関しては最も好適な範囲のようで，順次 C, B, A の各段階に達した個体が出現している．これに対し，泡状組織の増大が C の段階で止つている '55～'56 年，および全く泡状組織の増大のみられなかつた '56～'57 年の塩素量は，いずれも 18‰ を超える高い価を示しており，このような著しい塩素量の増加が泡状組織の増大を妨げる原因となつているように思われる．また '57～'58 年に，塩素量が比較的低い 18‰ 以下を示している 1 月だけに B 個体がみられることも，この考察の妥当なことを裏付けるものといえよう．さらに，塩素量が 18‰ を超えた 2 月以降に，1 月に一度出現していた B 個体が姿を消したことは，高い塩素量は泡状組織の増大を妨げるばかりでなく，既に泡状組織が可成り増大した個体の生存にも或程度の支障を与えることを示すものではなかろうか．以上考察したような塩素量と泡状組織との関係は向島近海の他の station においても認められ，塩素量が 18‰ に達しなかつた '54～'55 年の冬期に得られた個体 (Table 3 および 4 参照) では泡状組織の増大が極

めて顕著で，多くのA個体が採集されているのに対し，塩素量が 18‰ を超えた '55～'56 年冬期に得られた個体（Table 5 参照）では泡状組織の増大の程度が悪く，A 個体もごく少数採集されたにすぎない．ここでこれら全ての採集によつて得られた個体のうち泡状組織の増大が起つたものについて，採集時の塩素量と泡状組織の段階との関係を示せば Fig. 8 のようになる．A 個体は塩素量が 17.5～17.8‰ である場合に主に出現してお

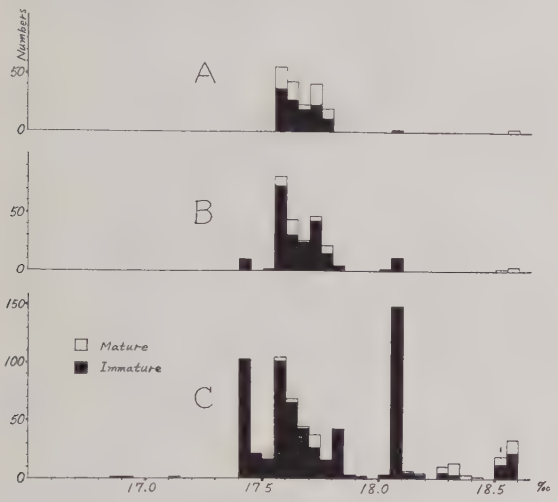


Fig. 8. Interrelation between the chlorinity and the catch of *S. crassa* with each type of collarette in the vicinity of Mukaishima.

り，一応この範囲の塩素量が *S. crassa* の泡状組織を増大させる最適のものとみなすことができる．B 個体の出現範囲もほぼこれに等しいが，A 個体よりは稍々適域が広範囲（17.4～18.1‰）にわたるようである．C 個体ではさらに出現域が広範囲（17.4～18.6‰）になつている．なおD個体は調査の対象となつた採集ではいずれの場合にも採集されており，採集時の塩素量の範囲は 16.6～18.8‰ であつた．このように *S. crassa* において泡状組織の増大が起るためには，棲息する海域の塩素量が一定の範囲内にあることが必要とされるわけであり，その範囲は泡状組織の増大の程度の低いもので広く，次第に増大が進むにつれて特定の範囲に限定されてくる．ただ，今回調査された海域においては，冬期4ヵ月（12～3 月）の間の塩素量が比較的高く，特に泡状組織の増大が顕著となる 1 月以降の塩素量が全て 17.4‰ 以上を示していたことから，上に述べた出現適域の下限については，さらに塩素量の低い海域での調査研究が必要である．

なお，冬期に出現するC個体およびB個体が多く未成熟体で，成熟体の少いこと（Fig. 6 および 8 参照）は，これら B, C の段階の泡状組織をもつ個体は，環境が泡状組織の増大に対して好適な場合には，さらに増大が進んでAの段階となつた後に成熟するが，水温や塩素量などの条件が泡状組織の増大に適当でない場合に限つて，C或は B の段階に止つて成熟することを示しているように考えられる．

5. 要　約

（1） 1954 年 11 月から 1958 年 3 月にかけて毎月 2～3 回向島臨海実験所沖の 1 station で，1954 年 12 月 16 日，1955 年 1 月 19 日および 2 月 17 日の 3 回向島近海の 20 stations で，また 1955 年 11 月から 1956 年 10 月にかけてほぼ毎月 1 回向島近海の 6 stations で採集された *S. crassa* について，泡状組織の分布程度にもとずいた季節的な変異を述べ，さらにこの変異を誘起する重要な要因として認められた水温および塩素量について考察した．

（2） *S. crassa* の泡状組織は，その分布程度により A, B, C, D の 4 段階に区別した（Fig. 2 参照）．

（3） 向島近海で採集される *S. crassa* には年 3 回（2～3 月，5～7 月，11～12 月）の主産卵期があり，3 回の世代の交代を行つている．このうち 5～7 月および 11～12 月に主産卵期をもつ二つの世代においては，泡状組織は殆んどすべての個体で頸部にのみ分布する D 段階であるが，稀に僅かに増大して程度の低い C 段階に達することもある．2～3 月に主産卵期をもつ世代においては，順次 C, B, A の各段階に至る著しい泡状組織の増大が認められるが，その増大の程度は，棲息海域の水温や塩素量によつて左右される．

(4) 泡状組織の増大には水温が重大な影響をもち，泡状組織が A 段階まで増大した個体の出現は水温が 11°C 以下，B 段階の個体の出現は 11.5°C 以下に低下する冬期のみに限られ，さらにいずれも水温の低下が 9.5°C 以下に達した場合にその出現数が極めて多くなる．泡状組織が C 段階の個体も主として冬期に出現するが，これは稀に 20°C 以上の高温でも出現することがある．しかしその出現数が多くなるのはやはり水温が 11.5°C 以下に低下した場合である．

(5) 塩素量もまた泡状組織の増大に密接な関係を有する．すなわち A 段階への増大は塩素量が 17.5～17.8‰，B 段階への増大は 17.4～18.1‰，C 段階への増大は 17.4～18.6‰ の範囲にある時に主として進行する．

(6) このように *S. crassa* における泡状組織の増大が起るためには，棲息海域の水温および塩素量が一定の範囲にあることが必要である．いずれの場合も泡状組織の増大の程度が低い程その範囲が広く，増大の程度が進むにつれて特定の範囲に限定されるようになる．

文　献

(1) TOKIOKA, T., 1938:
A new chaetognath (*Sagittta crassa* n. sp.) from Ise Bay. Zool. Mag., 50, 349-352.

(2) ——, 1939:
Three new chaetognaths from Japanese waters. Mem. Imp. Marine Obs. 7, 129-140.

(3) ——, 1940:
The chaetognath fauna of the waters of western Japan. Rec. Oceanogr. Wks. Japan, 12, 1-22.

(4) 時岡隆, 1940:
日本動物分類，毛顎動物門，三省堂，東京，69-73.

(5) KADO, Y., 1954:
Notes on the seasonal variation of *Sagitta crassa*. Annot. Zool. Japon., 27, 52-55.

(6) 村上彰男, 1957:
内湾・内海に於ける浮游性毛顎類の出現 (I) 東京湾及び瀬戸内海中西部海域に於ける出現状況．水産学集成，東大出版会，東京，357-384.

(7) ——, 1957:
低塩分浮游性毛顎類の指標種としての価値．日本プランクトン研究連絡会報，第5号，8-10.

(8) ——, 1959:
瀬戸内海産浮游性毛顎類に関する海洋生物学的研究．内水研研究報告，第12号，1-186.

(9) TOKIOKA, T., 1952:
Chaetognaths of the Indo-Pacific. Annot. Zool. Japon., 25, 307-316.

(10) KADO, Y. and R. HIROTA, 1957:
Further studies on the seasonal variation of *Sagitta crassa*. Jour. Sci. Hiroshima Univ., Ser. B, Div. 1, 17, 131-136.

(11) PIERCE, E.L., 1951:
The chaetognath fauna of the west coast of Florida. Biol. Bull., 100, 206-228.

(12) 弘田礼一郎, 1956:
Sagitta crassa に於ける 2-type の中間型とその分布について．動雑，65, 114.

(13) ——, 1958:
向島近海に於けるマントヤムシの出現状況．動雑，67, 55.

寄　　稿

昭和33年東北海区綜合海況*

木村喜之助**

昭和34年12月3日，4日東北海区水産研究所において第9回東北海区海洋調査技術連絡会を開催した．その際に気象庁海洋気象部，函館海洋気象台，海上保安庁水路部，第1・第2管区海上保安本部，東北海区水産研究所その他の関係者が昭和33年における東北海区の海況について協議取りまとめた結果，次の結論を得たので御参考に供する．

昭和 33 年東北海区綜合海況

海域／時期	黒潮域	混合域	親潮域	津軽暖流域
2月～3月	主流は房総沖合約50海里を北東に向いその北上端は前年11月より約60海里南下して 36.5°N, 145°E 附近に達した後，南東に流れ，その南限は，34.5°N，148.5°E 附近に達し，これより北東に向い，150°E では 35.5°N 附近を東流していた． 146°～148°E の間では主流の北縁に沿つて冷水帯が存在し，南側の 35°N 144.5°E 附近には反時計廻りの孤立した冷水塊が見られた（200 m 以深で明瞭）．	宮古沖 150 海里には暖水塊の北上が目立ち，40°N 以南 147°E 以東は 100 m 層で 11°C，19.00‰ 内外の均質な水塊で占められていた．落石崎の南東 160 (41.5°N, 148°E) を中心に暖水塊が存在していた．	接岸分枝は北海道南東沖合より殆んど 143°E に沿つて 37°N 附近まで南下していた． 沖合分枝は 42°N，145°E 附近から南々東に 39.5°N 附近にまで南下していた．	津軽暖流は尻屋崎東では 142°E まで達し，その張り出し面積は例年に比べ稍狭く，三陸岸沿いに南下し，金華山附近にまでのびていた．
5月	主流は野島崎南方40海里附近から北東に向い，一部は 36°N，143°E で北上し 37.5°N へ達し，反転南下して 36.5°N, 144.5°E 附近で主流と合流していた．更にその点よりほぼ南東に向い，35°N, 148°E 附近から東北東に流れていた．145°E 以西の主流は 2—3 月期より稍南偏した．	40.5°N, 144°E 附近と 37°N, 147°E 附近に顕著な暖水塊が見られ，36°N, 148°E 附近を中心にして稍低温な（100 m 層で 12°C 以下）水域が存在して複雑な水塊配置であつた．	接岸分枝は 39°N, 143.5°E 附近から2分し，一つは 36.5°N, 142.5°E，他の一つは 36°N，145°E 附近に達していた． 沖合分枝は明瞭ではないが 146°E ぞいに南下している模様で，40°N以北，146°E 以東は親潮水塊で占められていた．	尻屋崎東方への張出しは 142°E 附近で，例年に比べ極めて狭く，その流速も弱かつた．
6月	145°E 以西の主流の位置は 5 月と変つていなかつた． 5 月に 143.5°E 附近に北方に突出していた暖水域は孤立した模様であつた．			尻屋崎東方への張出しは 142.5°E に達し，流速は 5 月よりも増加した．
7月	145°E 以西の主流の位置は 6 月と変つていなかつた．			
8月～9月	主流は野島崎東方 100 海里附近より東北東に向い，143°E 附近より北上し，36.5°N 附近に達した後南東に向い，大きく南方を迂廻し，147.5°E 附近を再び北上し，37°N 線に沿つて東流していた． 今期に入つて主流の蛇行が著しくなつた．	5 月に八戸東方にあつた顕著な暖水塊は北東に移動し，41.5°N, 146°E 附近に達していた．	接岸分枝は 5 月期より，やや東偏して顕著となり，釧路沖より 144°E 線に沿つて南下し，39°N 附近で 2 分し，その延長部は 36°N, 142°E 及び 36°N, 145°E 附近に達していた． 沖合分枝は 147.5°E 附近を南下し，その先端は 39°N 附近に達していた．	尻屋崎東方の張出しは 143°E 附近で平年並になつた．
11月	主流は犬吠崎に近接して 36°N に沿つて東流し，145°E 附近かな南々東に向い，34°N, 146°E 附近に達した後北東に向つていた． 146°E 以東の北偏蛇行は 8 月期より更に顕著となつた．	金華山沖の 38°N, 143°E 附近と，宮古沖の 40°N, 145°E 附近とを中心とした孤立暖水塊が存在していた．38°～40°N, 147°～152°E の間は高温な水塊により占められていた．	接岸分枝は釧路沖より南西に延び宮古沖合に達し，それより南東に向い，金華山沖 144.5°E 附近で 42°N, 148°E 附近より南西に延びていた沖合分枝とつながつていた． 更にその延長部は 38°N, 146°E 附近を経て 36°N, 147°E 附近に達していた．	尻屋崎東方への張出しは 8 月と同様，143°E 附近にあつて，その周辺の流速は 8 月よりも強く（2 ノット以上）時計廻りの環流となつていた．三陸沿岸の暖流域は極く沿岸に限られていた。

原稿作製小委員会出席者氏名　座長：泰
増沢．赤松．川田．山内．西田．黒田．川合

* 1959年12月15日受理

** 東北海区水産研究所

世界の海のもつとも深いところ(紹介)*

星　野　通　平**

1959年9月，大阪港に入つたビチアス号を見学したとき，ペチョーリン，ウヂエンツェフ両博士から，マリアナ海溝において世界でもつとも深い海淵を発見したことをしらされ，その測深記録を示された．この結果の正式な発表がまたれていたが，ウヂエンツェフ博士からプリローダにのつた報告***の別刷がとどいたので，全訳したものの一部をここに紹介する．なお，この報告には，トンガ海溝における南半球最大の水深についてもふれているので，あわせて紹介する．

1951年10月にイギリスの観測船《チャレンジヤー》がマリアナ海溝の調査をおこなつた．そのときに，11°19′N・142°15′E のところで 10863 m の深さを明らかにした．そこは海溝の平坦な底になつている．《チャレンジヤー海淵は 1951 年において世界の海のもつとも深いところであつた．

1952年12月に，アメリカの海洋探検船《ホライゾン》は，トンガ海溝のくわしい調査をおこない，その地形を明らかにした．そのさい，23°15.5′S・174°46.5′W の地点において 10635 m の深さのところを発見したが，これは，南半球でそれまでに報告されていたいかなる水深よりも大きなものであつた．

しかしながら，二つの深所の測量法は十分に満足すべきものではなく，その資料の発表のさいには，今後訂正されることがあるだろうとのべられているのである．たとえば，《チャレンジヤー》では，音響測深によつて水深をもとめているが，それは自記装置によらず聴音によつておこなわれた．《チャレンジヤー》の音響測深器ではかられた水深の補正や音速の修正は，海水の温度と塩分を観測しての実測値によらないで，ひろい海洋地域の海洋観測資料を一般化してあらかじめ計算されたメトウザ表によつている．このような修正のしかたは，どうしても不正確なものになつてうまう．

《ホライゾン》の水深の計算は，海水の塩分と温度の観測資料にもとずいておこなわれている．しかし，《ホライゾン》が明らかにした水深は，一定方向に音波を発射する自記音響測深器によらず，小爆発をおこして，爆発音波をオシログラフで反射・記録する方法によつたことに難点がある．すなわち，このような爆発音波を水中聴音器で受信するときは，無方向に半球の範囲でおこなつているからである．海溝の側方斜面に反射した波が，最深所において反射されたものとまちがえられている．このゆえに，トンガ海溝の実際の最大深度についての問題は未解決であつた．意見をのべれば，実際のトンガ海溝の最大の深さは，ホライゾン海淵よりも十分に大きくて，反射の音波の持続性を考慮すれば，10800 m(1) の深さにたつしうるのである．

1957年8月18日《ビチアス》によつておこなわれた測量にもとずくアリアナ海溝のもつとも深いところとの水深図

海の最大の深さを，より正しくあらわすために，ソビエト科学アカデミー海洋研究所の探検隊は，《ビチアス》によつて，マリアナ海溝とトンガ海溝のもつとも深いところの調査をおこなつた．水深調査は，周波数 10 kc の音測器でおこなつた．深海型の利用によつて1分間に5回の割合で，そして，浅海型の利用で1分間に50回の割合で測深した．この音響測深の音波の強さは，海溝のもつとも深いところでもはつきりした像を記録紙上にえがくに十分であつた．海溝の傾斜部では記録がとぎれとぎれになるが，これは反射音波が散乱されるからである．海溝の平坦な底からの反射は，傾斜面からのよりもすべてのばあい明らかであつた．

《ビチアス》第25次の航海（隊長 A.D. ドブロボリスキー）で，マリアナ海溝のもつとも深いところの調査は，1957年8月18日におこなわれ，連続した断面をえて海底地形の特徴を推定することができた．他の深い海溝とおなじように，この海溝も，一連のゆるやかな斜面と急な斜面とにわかれている側壁をもち，それとともに平坦化された底部とをもつている．そして，平らな底部は巾1—5 km で．本海溝の調査区域では 10000—10900 m の深さのところである．この平坦化された底部の区域内では，ところによつて，さらにそれよりも約 20—40 m の低まりがみとめられた．

西部では海溝の底は，約 500 m の高さの緯度の方向をもつた小さな海底山脈によつて，二つの盆地にわかれている．海溝の二つの交叉上にあつて，その平坦な底の低まりに，《ビチアス》によつて確実に発見された，11034 m(2) の水深のところがある．この深さのもつとも正確な場所は，11°20.9′N・142°11.5′E の点である．

マリアナ海溝において《ビチアス》によつて発見された最大の深さは，，補正されない値が 10600 m である．

* 1959年11月10日受理

** 経済企画庁調整局水質調査課

*** P.P. GANSON, N.I. ZENKEBITCH, I.V. SERGEV, G.B. UDINTSEV; Maximum ocean depth of the world, Priroda No. 6, 1959 (in Russirn)

実際の水中での音速は，その場所でおこなつた海洋観測（深さ 10200 mまでの）資料によつて決定された．これは，デリーグロッソーの式[3]をもちいておこなつた．水中音波の垂直伝播速度は平均 1559 m/sec であつた．このような音速のばあいは，測得水深に対する補正量は＋434 m で，補正された水深は 11034 m となる．

《ビチアス》によつてえた深さは，チャレンジャー海淵の水深より270 mばかり大きなものであつた．この相違の原因は何であろうか．《ビチアス》によつて，イギリスの調査隊員がみおとした，いつそう深いところを明らかにしたものかもしれない．事実，《ビチアス》の測深はひじようにくわしく，1時間に約 10 km の速度で，12 秒から 1.2 秒の間隔をおいて測深した．間隔にして 3 m か 30 m の距離である．

《チャレンジャー》によつて調べた範囲は，《ビチアス》によつて 11034 m の深さを発見した地域から東のほうに 4 km はなれている，ということも考慮しなくてはならない．このゆえに，《チャレンジャー》がみすごした深さを《ビチアス》が発見した，といつたほうが適当かもしれない．しかしまた，相違の原因は，音速に対するいろいろな補正値のちがいに結論ずけられるかもしれない．残念なことに，《チャレンジャー》の音測でえられた深さの補正されない値と，イギリスの調査隊員がおこなつた補正値がわれわれにはわかつていないのである．

ビチアス海淵（11034 m）とチャレンジャー海淵（10863 m）のあいだのひらきが，そう大きなものではないということを考えれば，《ビチアス》のえた結果は，あたらしく太平洋の最大の深さを発見した，というのでなく，それをむしろ正確にした，といつたほうが正しいかもしれない．ビチアス海淵の水深の値は十分に信頼のおけるもので，マリアナ海淵の最大の深さの地域を発見した功績は《チャレンジャー》に属するとはいえ，まさに，ビチアス海淵を世界の海の最深のところとみなすべきである．《ビチアス》海淵の音測誤差は，このときの記録装置の電動機の正確な速度が測定されていないということに起因するものである．誤差をつきつめていえば ±50 m である．《妥当なビチアス海淵の水深は，すなわち，11034 ± 50 m と計算される．

《ビチアス》によつて 11034 m を測深した場所で，重さ 150 kg の柱状採泥器と，それとおなじ重さの深海写真機がおろされた．これから着底した瞬間に，張力計上に荷重のはげしい変化があらわれた．船が流されていないので，ほとんど垂直におろされたワイヤーの長さは，だいたい音響測深による水深と一致した．しかし，ワイヤーゲージの精度が不十分なので，このワイヤー測深は，音響測深の資料よりも確実な結果だとはみなせない．

《ビチアス》第 26 次航海（隊長 B.G. ボゴロフ）のさい，1957年 12 月 26 日に，トンガ海溝のもつとも深いところの 12 の断面をえた．このとき，音響測深器は十分に正常な音測記録をえがいたが，ただ，ひじように急な海溝の側壁のところでは，ごく短時間のあいだ記録が中絶した．トンガ海溝はやはり，巾が 1—5 km，深さが 10000—10800 m の平坦な底をもつ地形をしめしていた．最深部の位置は，23°15.3′S・170°44.7′W で，深さが 10882 m と測量された．底部は，マリアナ海溝とおなじように，20—40 m の相対的な低まりをともなつていた．このときの補正するまえの生の音測記録の値は 10470 m であつた．水中音波の垂直伝播速度は，デリーグロッソーの式をもちい，その場所でおこなつた海洋観測の資料から計算されたが，その値は 1557 m/sec であつた．これは＋412 m の補正値をあたえる．こうして．トンガ海溝の最大の深さは，10882 ± 50 m となり，この水深は，フイッシャーによつて予告された 10800 m の値にひじようにちかい．トンが海溝における《ビチアス》の測深値は十分に正確であつて，この深さを南半球最大のものとすることができる，という点に留意されたい．

(1) R. FISHER; On the sounding of trenches, Deep Sea Res., Vol. 2, No. 1, 1954.
(2) 確定した深さ．著者によつて以前に概算された数値と相違している（ブリローダ，1959, No. 1, 45 ページ参照）
(3) P.P. GANSON; 海水中における音速計算の式，《気象学と海洋学》1958, 1958, No. 4.

地震のない津浪 (II)*

三　好　　寿**

U. S. Coast and Geodetic Survey からの通信によれば，前回紹介した 1812 年のマルセーユの津波の記事の出所は "Report of the British Association for the Advancement of Science (1855)" である．

こうした地震を伴なわない津波を扱うには，一応海底物質が大量に地辷りしたという仮設を立て，計算の結果，それでは殆ど重力波は発生しないという結論が出れば，又別な考え方をすることにする．これは transient state として厳密解を出すことが望ましいのであるが，その解は仲々一筋縄では行かないので，steady state の解でおきかえて見る．

流体力学の古い理論 (LAMB, 1932, p. 410) に，川底に障害物がある場合に，水の流れに生じる擾乱を扱つたものがある．これを用いるのである．即ち地辷り物質を障害物と考え，障害物を中心に先ず左向きの流れがあつたとし，一定時間（地辷りの継続時間）の後に，これに右向きの流れを重ねてやるのである．（海水が流れると考えるのと，海底物質が地辷りすると考えるのと同じことである．）そして流れの方向に直角に置かれた半円筒形の障害物の真上の水面に原点をとり，始め海水が流れていた川上に向けて x 軸をとり，上方に y 軸をとる．

* 1959年10月海洋学会（新潟）にて講演．同11月13日受理．
** 東京水産大学物理学教室

又海の深さを f とし，半円筒の半径を b ($b \ll f$) とする．

そうすると海面に出来る水の凸凹は次式で表わせる．

$$\left.\begin{aligned}\eta &= \frac{2b^2 f}{x^2+f^2} - 4\pi \mathrm{k} b^2 e^{-\kappa f} \sin \mathrm{k}y + \mathrm{d}c. && x>0\\ &= \frac{2b^2 f}{x^2+f^2} + \mathrm{d}c. && x<0\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

ここに $\kappa = g/c^2$ (g は重力加速度，c は海水の流れる速度)

第2項以下無限遠まで続く擾乱を表わす項は steady であるという条件から来る．この項の振巾の，第1項の振巾に対する比をとつて見ると

$$\left| \frac{4\pi\kappa b^2 e^{-\kappa f}}{\frac{2b^2 f}{f^2}} \right| = 2\pi\kappa f e^{-\kappa f} \quad (2)$$

となる．ここで全ての記号をメートル単位で表わして(′)をつけることにし，

$\kappa = g'/c'^2 \approx 1$ の桁であることを考えると

(2) の比の値は $2\pi f' e^{-f'}$ となる．

地辷りするのは陸棚がつきてスロープにうつるあたり乃至はそれ以深であつて，100 m 以上の桁であることを考えると，これは微小な値になる．即ち，水底障害物の上を流れる水の中の擾乱に比べて，海底が地辷りしたときの海水の中の擾乱 (transient) は大差なく，第2項以下は本質的なものではなくて，(1) 式は第1項だけを取ればよいと仮定してよい．

さて地辷りが始まると，(仮定される)左向きの流れに対応する水面の盛り上りが，地辷り物質に伴なつて進行するが，地辷りが終了して，(同じく仮定される)重ね合せの右向きの流れに対応する水面の盛り上りが，直ちに形成されるならば，盛り上りは2倍に拡大され(エネルギーは4倍に)，津波が発生する．少時経つて形成されるならば，同じ大きさの盛り上りが2箇，エネルギーは2倍のものが射出される．このことを考慮して，発生する津波のエネルギーを略算して見ると，

$$E = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (16\sim 8) \frac{b^4 f^2}{(x^2+f^2)^2} \rho g dx$$

(ρ は海水密度)

$$\fallingdotseq (4\sim 2)\frac{b^4}{f}\pi \times 10^3 \text{ エルグ} \quad (3)$$

今 $f=200$ m, $b=30$ m とおき，地辷りの横の巾を 5 km とおいて見ると

$$E \fallingdotseq (2.5\sim 1.3)\times 10^{19} \text{ エルグ} \quad (4)$$

となつて優に観測にかかる値であり，かつ b が増せば急激に増大する．

尚地辷り区域の奥行きを入れた場合には，少し補正を加えるだけでよいと思われるが，エネルギーを増大する傾向にあることは明らかである．この増大の様子は更に研究が望まれる．

今年の始めに西日本に来た津波の周期が何れも20分であつたというのは，(1) 式から見て，浪源の水深が大体一定であることを示している．これ以上立入つた考察は，機会を改め本文で行なう．

録　　事

1. 日本海洋学会昭和年34度秋季大会

昭和34年10月28日から30日迄，新潟商工会議所において秋季大会が行われた。次第は次の通りである。

(1) 研　究　発　表

第1日　10月28日午前の部

大会委員長挨拶，県知事挨拶，市長挨拶，(1—4，座長福岡二郎) 1. 魚体中の稀土類元素の放射化分析（第3報）亀田和久（原研） 2. 海水中の ^{90}Sr について 三宅泰雄（東京教育大），猿橋勝子，葛城幸雄（気象研） 3. 1950～1958年間の津軽海峡におけるミクロプランクトンの性状今久則（函館海気） 4. マクロプランクトンの出現状況にもとずく向島近海（瀬戸内海）の海況考察（第1報） 弘田礼一郎（広島大向島臨海実） (5—7，座長奥田節夫) 5. マイワシ発生初期卵の海中における行動 西村三郎（日水研） 6. 海中を泅游する魚の運動機構について 内橋潔（日水研） 7. 電子計算機による潮汐の調和分析と予報 宮崎正衛，上野武夫（気象庁）

午後の部（8～12，座長速水頌一郎） 8. 風洞槽による風波の研究（第3報） 国司秀明（京大理） 9. 波の方向の分布を測定する一つの試み 永田豊（東大理） 10. 河口の変化について 溝口裕（防衛大） 11. 自動スペクトラム計算機 MERIAC-1-F の誤差について 降簱常雄（気象研） 12. 沿岸の津浪のスペクトラムについて 降簱常雄（気象研）(13～16，座長富永政英) 12. ボールブレーカーとボールについて 安井正（気象庁），竹内能忠（気象研） 14. ボールの破裂音について 竹内能忠（気象研），安井正（気象庁） 15. メッセンジャーを用いない深海用採水器について 岩宮政雄（鵜見精機），安井正（気象庁），竹内能忠（気象研） 16. 海面に現われる slick について（第2報） 岡本巖（滋賀大）

第2日　10月29日午前の部（17～20，座長宇田道隆） 17. 鼠ヶ関，柏崎における平均海水面変化とその差について 山口生知（山形大） 18. 日本海中部の暖水塊について 福岡二郎（気象研） 19. 対馬海流の変動について 田宮美弥（九管） 20. 津軽暖流の東北海区におよぼす影響について（第2報） 秦克己（函館海気）21～24，座長竹内能忠） 21. 北海道噴火湾内の沿岸流 柏村正和（北大工） 22. 大隅群島海域の黒潮の変動と屋久島の沿岸表面水温変化との関係について 藤井正之，不村稔（鹿児島海保） 23. 最近における黒潮の変動 増沢譲太郎（気象庁） 24. 黒潮短期変動調査結果について（序報） 吉田昭三（水路部）

午後の部（25～28，座長南日俊夫） 25. 海面上数m以下の気層における水蒸気圧直垂分布 高橋淳雄（鹿児島大） 26. 海水中における泡粒について（序報） 阿部友三郎，渡辺明（気象研） 27. 海流の力学計算について 日高孝次（東大理） 28. 成層海洋におけるプラネタリー波 岩田憲幸（水路部）

(29～33，座長国司秀明） 29. 海流の鉛直構造とストレス 南日俊夫（気象研） 30. 赤道潜流と赤道波の機構 吉田耕造（東大理） 31. 世界の海の湧昇について 吉田耕造（東大理） 32. 内湾締切後の塩分濃度変化について（そのII） 奥田節夫（岡山大理） 33. 凹みを越える shear flow について（計算） 奥田節夫（岡山大理）

第3日　10月30日午前の部（34～37，座長吉田耕造） 34. 地震のない津波 三好寿（東水大） 35. オホーツク海南部における中冷水の生成について（序報） 田畑忠司（北大低温） 36. 第3次南極地域観測隊における海洋観測報告 小野延雄（北大低温） 37. 南極昭和基地附近の海氷と陸氷 小野延雄（北大低温）

(38　40，座長田畑忠司） 38. 海水にできる氷晶と氷殻の観察 藤野和夫（北大理） 39. 1959年1月～3月間のオホーツク海南西部における流氷状況 渡辺貫太郎（函館海気） 40. 海氷野の融解について 赤川正臣（函館海気）

(2) 海岸浸蝕シンポジウム

30日午後より 永田豊（東大理），速水頌一郎（京大理），白石直文（運輸省第一港湾建設局）諸氏の講師による「海岸浸蝕シンポジウム」を行つた。

閉会の辞　学会長

(3) 見　　学

10月30日　閉会後

白石直文氏（運輸省第一港湾建設局）の案内により，新潟地方の海岸浸蝕，地盤沈下の実情を見学した。

(4) 懇　親　会

10月29日午後6時より越路会館で懇親会を行った。集るもの50名民踊等を楽しみ愉快に一夕を過した。

最後にかくも盛大な秋季大会を催された大会委員長内橋氏をはじめ日本海区水産研究所，第九管区海上保安本部水路部，運輸省第一港湾建設局の方々及び新潟県，新潟市の御厚意に厚く謝意を表する。

2. 月例会

(1) 11月例会 (11月10日. 於東大)

1, A note on horizontal diffusion of dye in the ocean 市栄誉 (気象庁, The Florida State University) (吉田代読)

2. A note on determination of the depth of no meridinoal motion 市栄誉 (気象庁, The Florida State University (吉田代読)

(2) 12月例会 (12月8日, 於東大)

1. 本州南海の冷水塊発生の解析 福岡二郎 (気象研究所)

3. 幹事会議事録

(1) 10月幹事会 (10月6日 於気象庁)

出席者 (順不同) 日高孝次, 吉田耕造, 宇野木早苗, 南日俊夫, 丸茂隆三, 松江吉行, 平沢正男, 平野敏行, 福岡二郎, 須田晥次, 増沢譲太部, 佐々木忠義, 竹内能忠 (南日に委任)

○ 報 告

(a) 学士院会員候補者推薦の件, 日高会長を推薦する届を出した。

(b) 秋季大会の準備の経過について。

(c) 編集委員より手持ちの原稿が少いので投稿される様にとの発言がある。

(d) ニューヨーク国際会議の件。

(e) 世界海洋学者名簿リストの訂正追加の件, 1955年 Allan Hancock Foundation で編さんされた名簿の改訂増補の通知を受けたので, 既に送付したリストの訂正すべき事, 及び追加すべき海洋学者を推薦される様会長より発言があり, その基準は「新制大学院博士課程卒業或は, これと同程度以上の研究業績を持つ海洋学者」と決まる。

(f) 海洋資源調査会の件。

(g) 海洋研究所の件。

(h) 新入会員 (順不同)

川島和幸 (極洋捕鯨株式会社), 坂詰博 (和歌山県水産試験場, 加藤泰 (第9管区海上保安本部水路部), 苛原暲 (第9管区海上保安本部水路部), 柏村正和 (北海道大学工学部), 阿部成雄 (防衛大学校), 藤野和夫 (北海道大学理学部), 今西襄 (高知大学文理学部), 琉球大学附属図書館

○ 決 定 事 項

(a) 地方大会 (秋季大会) の場合の大会役員の旅費は次の通り常会で負担する。

人員 1名。 旅費 3等急行。 宿泊費 1泊に付き 500円。 日当 200円。

(b) 広告主への会誌無料配付の件。34年度 (15巻1号) より1部寄贈する。

(c) 地方会員への連絡方法の件。従来, 内容によっては地方評議員のみに止った連絡でも今後は全会員に通知する事。

(d) 高等学校地学教育に関する件。地球物理学連合を通しての廃止案には協力するが, 他学会からのには直接協力しない。

(e) 会誌の交換については, 11月の評議員会で検討する事。

(2) 10月幹事会 (10月29日 於新潟商工会議所)

出席者 (順不同) 日高孝次, 三宅泰雄, 速水頌一郎, 佐々木忠義, 吉田耕造, 川上喜代四, 増沢譲太郎, 下村敏正, 亀田和久, 福岡二郎, 竹内能忠, 南日俊夫, 宇田道隆

○ 報 告

(a) 編集委員より原稿の手持ちが少い為, 大いに投稿される様, 会員諸氏に連絡してほしい旨発言があった。

(b) 宇田幹事より New York の International Oceanographic Congress の批判的な報告が会誌に掲載されるとよいとの発言があり, 大体印刷して8頁位の会議報告をのせる事になった。

(c) 佐々木幹事より学会誌に海洋関係の論文題名でも印刷掲載したら如何と言う発言があり, 結局, Records of Oceanographic Works of Japan の題目のみ, 今年分より掲載する事となった。

(d) 亀田幹事より学会のプログラムに講演要旨を印刷する様にとの発言があったが, 費用の関係で早急には希望にそえないかも知れないが, 出来る丈けこれにそう様努力する事となった。

(e) 会長より海洋総合研究所の報告があり, 夏迄は東大附置と言う事で, 種々運動して来たが, 来年度の予算には間に合わない。非公式に文部省で北大設置の事を考えているとの発言があった。この問題について, 三宅, 佐々木, 速水氏等から発言があり, 大学研究所設置委員会の真意をさぐる事が必要ではなかろうかと言う意見が出た。

(3)　11 月幹事会 (11 月 10 日　於東大)

出席者（順不同）日高孝次，竹内能忠，南日俊夫，宇野木早苗，平野敏行，中野猿人，佐々木忠義，吉田耕造，福岡二郎，丸茂隆三，小牧勇蔵（松江の代理）

○　決　定　事　項

(a)　会費徴収の件。会費の納入状況が思わしくないので，評議員を通じて，会費の徴収を強力に依頼する。又評議員がいない機関では，特定の人にお骨折りを願う。これは会計幹事が担当する。

(b)　会誌交換の件。外国とは交換，国内の分は団体会員になる様連絡する。

国内希望先——日本原子力学会，法政大学文学部，海洋科学総合研究会，産業用水調査会，大分大学学芸学部。

国外希望先——ケープタウン大学，中国抜木情報研究所，ソ連国立外国文献図書館，サンパウロ大学，レシフェ大学

(4)　12 月幹事会 (12 月 8 日　於東大)

出席者（順不同）福岡二郎，佐々木忠義，松江吉行，丸茂隆三，宇野木早苗，増沢譲太郎，平沢正男，日高孝次，吉田耕造，南日俊夫

○　報告及び決定事項

(a)　海洋総合研究所の件。会長より附置については，文部省では設置場所を決定して居らず，白紙になっている。来年度の大蔵省の予算には間に合わないが，再来年度の予算にのせる為にも，早く設置場所を決めなければならないので，来年早々に小委員会を開き設置場所を決める事になっているとの報告があった。

設置場所については，学会としては，東大を推す事にした。

(b)　昭和 35 年度春の大会については，来年 1 月の評議員会（1 月 19 日）に案を持ち寄り決める事になった。

(c)　昭和 35 年度文部省科学研究費等分科審議会委員会委員候補者推薦の件。学会としては次の通り推薦した。

第 1 次推薦　日高孝次。

第 2 次推薦　日高孝次，正野重方，松沢武雄。

(d)　高等学校地学教育の件。半沢幹事より今後，此の問題についての外部からの働きかけに対して，地物連合各学会は，地球物理学連合一本で行動をし，同連合ではその都度，各学会の動向をみて態度を決める様申し合せがあった旨報告があった。

(e)　昭和 35 年 1 月例会及び評議員会は，1 月 29 日 (1 月のみ第 3 火曜)　東大理学部 1 号館 312 号室で行う事に決った。

日本海洋学会誌

第 15 巻 (1959)

総 目 次

第 1 号

F.C.W. OLSON: クリスタルセイシュ理論におけるノルマルカーブ決定に対する簡易な方法 (英文) …… 1～ 3
川上喜代志: 津軽海峡西口における漂流瓶投入結果について—II. …… 5～ 10
岡本 巖: 海面に現われる Slick について—I. …… 11～ 14
山本広志: 本邦内湾の海洋化学的研究 –V. 塩類組成の変動と海況との関係 (3) 浦之内湾について …… 15～ 18
山本広志: 本邦内湾の海洋化学的研究—VI. 浦戸湾における酸素消費作用について (1) … 19～ 22

寄 稿

淵 秀隆: 昭和32年東北海区綜合海況 …… 23
三好 寿: 津波の発生と圧力波 …… 24
日高孝次: 潮汐理論 (第3回) …… 25～ 33
録 事 …… 33～ 34
第 14 巻総目次 …… 35～ 37

第 2 号

浜田七郎・細川 巖: 東支那海底土成分について …… 39～ 42

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

Volume 15 (1959)

CONTENTS

Number 1

F.C.W. OLSON: A Simplified Procedure for Determinig the Normal Curve in CHRISTAL's Seiche Theory. …… 1～ 3
K. KAWAKAMI: The Report of the Drift-bottle Experiments at the West Entrance of Tugaru Strait, Hokkaido, Japan—II. (in Japanese) …… 5～ 10
I. OKAMOTO: Slicks on the Sea Surface. —I. (in Japanese) …… 11～ 14
H. YAMAMOTO: Oceanographical Studies on Japanese Inlets—V. Relations between Variation of Chemical Compositions and Hydrographic Conditions on Uranouchi Bay (in Japanese) …… 15～ 18
H. YAMAMOTO: Oceanographical Studies on Japanese Inlets—VI. On the Consumption of Dissolved Oxygen in Urado Bay (1). (in Japanese) …… 19～ 22

Correpondences

H. FUCHI: An Outline of Oceanographic Conditions in the Sea Area East of Tohoku District in 1957 (in Japanes) …… 23
H. MIYOSHI: Generation of the Tsunami and the Compressional Waves (in Japanese) …… 24
K. HIDAKA: Theory of Tides (III) (in Japanese) …… 25～ 33
Proceedings …… 33～ 34
Contents of Volume 15 …… 25～ 37

Number 2

S. HAMADA and I. HOSOKAWA: On the Muddy Sediments of the East China Sea (in Japanese) …… 39～ 42

細川　巖・岡部史郎・浜田七郎：東支那海底土の海洋化学的研究—I.　有機炭素及び全窒素含量について…… 43～ 47

F.C.W. OLSON：渦動粘性が深さの一次函数である場合のエクマン型吹送流（英文）…… 49～ 51

F.C.W. OLSON：Sinh $i^{\frac{1}{2}\alpha}$ 等の極形式及びそのエクマン型吹送流の解への応用（英文）… 53～ 55

南日俊夫・岩宮政雄・赤松英雄：簡単な自記流速計—南日・岩宮流速計…… 57～ 60

山本広志：本邦内湾の海洋化学的研究—VII. 浦戸湾における溶存酸素消費作用について (2) …… 61～ 63

東慎之介：海水中のトリウムに就て …… 65～ 68

東慎之介：トリウムが岩石圏から水圏に移行する過程について—海水中のトリウムの起源と関連して…… 69～ 75

寄　稿

三好　寿：地震のない津波…… 77

宇田道隆：カナダ通信（第2信）ソ連海洋調査船 Vitiaz 号の太平洋観測と装備…… 77～ 82

日高孝次：潮汐理論（第4回）…… 83～ 89

録　事…… 91～ 94

会　則…… 95～ 97

I. HOSOKAWA, S. OKABE and S. HAMADA: Oceanographical Studies on the Sediments in the East China Sea—I. On the Contents of Organic Carbon and Total Nitrogen (in Japanese) …… 43～ 47

F.C.W. OLSON: The EKMAN Spiral for Lineary Varying Eddy Viscosity…… 45～ 51

F.C.W. OLSONK: The Polar Form as Sinh $i^{\frac{1}{2}\alpha}$, *etc.* and their Application to the EKMAN Spiral. …… 53～ 55

T. NAN'NITI, M. IWAMIYA and H. AKAMATSU: A New Simple Current Profile Recorder—NAN'NITI. IWAMAYA Current Meter (in Japanese) …… 57～ 60

H. YAMAMOTO: Oceanographical Studies on Japanese Inlets—VII. On the Consumption of Dissolved Oxygen in Urado Bay (2) (in Japanese). …… 61～ 63

S. HIGASHI: Estimation of the Microgram Amount of Thorium in Seawater (in Japanese). …… 65～ 68

S. HIGASHI: On the Thorium Transfer from Lithosphere to Hydrosphere—In Connection with the Occurrence of Thorium in Sea Water (in Japanese)…… 65～ 75

Correspondences

H. MIYOSHI: The Tsunamis Unaccompanied by the Earthquakes (in Japanese) …… 77

M. UDA: The Second Letter from Canada—U.S.S.R. Research Vessel "Vitiaz", Surveying in the Pacific and her Equipment …… 77～ 82

K. HIDAKA: Theory of Tides (IV) (In Japanese)…… 83～ 89

Proceedings…… 91～ 94

Regulations of the Society …… 95～ 97

第3号

山本広志：本邦内湾の海洋化学的研究—VIII. 底土の化学的組成による浦戸湾と浦之内湾との異同について（1）浦戸湾の底質…… 99～102

Number 3

H. YAMAMOTO: Oceanographical Studies On Japanese Inlets—VIII. Differences between Urado Bay and Uranouchi Bay with Reference to the Chemical Composition of Bottom Mud (1) Sediment in Urado Bay (in Japanese) …… 99～102

山本広志・今井嘉彦：　本邦内湾の海洋化学的研究—IX.　底土の化学的組成による浦戸湾と浦之内湾との異同について (2)　浦之内湾の底質……103～105

細川　巌・岡部史郎・浜田七郎：　東支那海底土の海洋化学的研究—II.　炭酸塩及び可溶性珪酸含量について……107～110

向井正幸：　海水又は湖水中に沈められた小板の照度について（英文）……111～120

鳥羽良明：　海面における気泡の破裂による海水滴の生成について—II.　浮游気泡の形状に関する理論的研究（英文）……121～130

北村弘行：　北太平洋の海洋化学的研究—IV.　赤道太平洋における燐の分布……131～135

内尾高保：　房総半島・金華山沖の浮游性有孔虫群……137～141

中村広司・山中　一：　マグロ類の分布と海洋構造……143～149

寄　稿

海洋学用語専門部会・潮汐波浪分科会：　海岸近くの流水の名称について……151～152

中村重久：　最近のソ連の流速測定装置……152～153

宇田道隆：　米国海洋学界視察だより……153～154

吉田耕造：　海洋物理学基礎研究会 (POBI) …154～157

録　事……156～157

H. YAMAMOTO and Y. IMAI: Oceanographical Studies on Japanese Inlets—IX. Differences between Urado Bay and Uranouchi Bay with Reference to the Chemical Compositions of Bottom Mud (2) Sediment in Uranouchi Bay (in Japanese) ……103～105

I. HOSOKAWA, S. OKABE and S. HAMADA Oceanographical Studies of East China Sea—II. On Carbonate Contents and Soluble Silicate (in Japanese)……107～110

M. MUKAI: Intensity of Illumination at a Small Plate Lowered in Lake or Marine Water. ……111～120

Y. TOBA: Drop Production by Bursting of Air Bubbles on the Sea Surface—II. Theoretical Study on the Shape of Floating Bubbles. ……121～130

H. KITAMURA: Chemical Oceanography in the North Pacific—VI. Phosphate in the Equatorial Pacific Ocean (in Japanese)……131～135

T. UCHIO: Planktonic Foraminifera off the Coast of Boso Peninsula and Kinkazan, Japan (in Japanese)……137～141

H. NAKAMURA and I. YAMANKA: Relation between the Distribution of Tunas ane Ocean Structure (in Japanese) ……143～149

Correspondences

The Special Committee for the Terminology in Oceanography, Division of Tides and Waves: Japanese Scientific Terms on the Currents in Coastal and Nearshore Regions. ……151～152

S. NAKAMURA: A Note on Recent Improvement of Instruments for Measuring Currents in U.S.S.R. ……152～153

M. UDA: Recent Informations of the Oceanographic Progress in U.S.A. ……153～154

K. YOSHIDA: Physical Oceanography Basic Investigation (POBI)—A Group of Physical Oceanographers in Japan) ……154～155

Proceedings……156～157

第4号

吉田耕造：赤道潜流（クロムウェル海流）及び赤道湧昇流の理論—特にその沿岸流との類似（英文）……159～170

市栄　誉：海洋における染料の水平拡散について（英文）……171～176

市栄　誉：海流の南北成分のない面の決定について（英文）……177～179

岡本　巖：海面に現われる Slick について—II.……181～184

山本広志・今井嘉彦：本邦内湾の海洋化学的研究—X. 浦戸湾における鉄およびマンガンの分布……185～190

弘田礼一郎：*Sagitta crassa* の形態変化について……191～202

寄　稿

木村喜之助：昭和33年東北海区綜合海況……203

星野通平：世界の海のもっとも深いところ …204～205

三好　寿：地震のない津波 ……205～206

録　事……207～209

Number 4

K. YOSHIDA: A Theory of the CROMWELL Current (the Equatorial Undercurrent) and of the Equatorial Upwelling—An Interpretation in a Similarity to a Coastal Circulation. ……159～170

T. ICHIYE: A Note on Horizontal Diffusion of Dye in the Ocean. ……171～176

T. ICHIYE: A Note on Determination of the Depth of No Meridional Motion ……177～179

I. OKAMOTO: Slicks on the Sea Surface —II. (in Japanese). ……181～184

H. YAMAMOTO and Y. IMAI: Oceanographical Studies on Japanese Inlets—X. On the Distribution of Iron and Manganese in Sea Water in Urado Bay (in Japanese) ……185～190

R. HIROTA: On the Morphorogical Variation of *Sagitta crassa* (in Japanese) ……191～202

Correspondences.

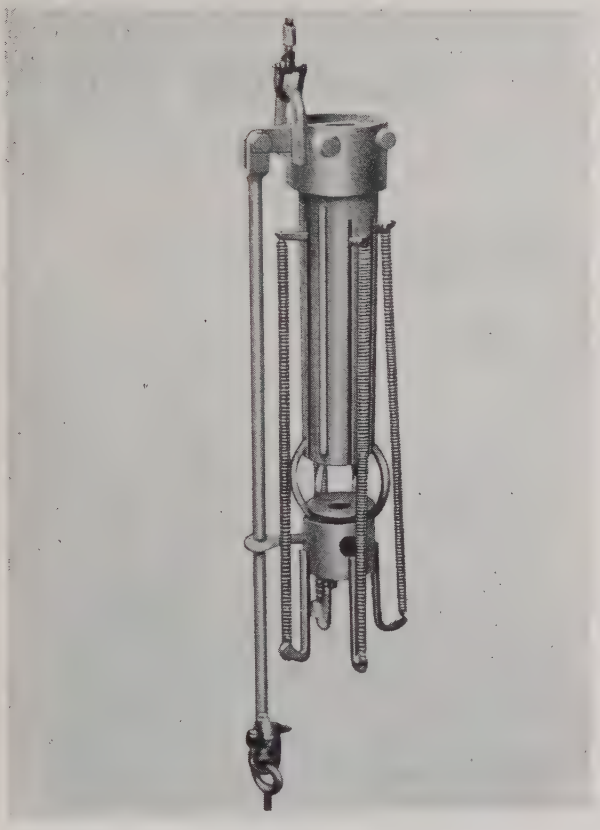
K. KIMURA: A Brief Summary of the Hydrographic Conditions in the Waters to the Northeast of Japan, 1958 (in Japanese) ……203

T. HOSHINO: Maximum Ocean Depth of the World……204～205

H. MIYOSHI: The Tsunamis Unaccompanied by the Earthquakes (in Japanese) ... 255～206

Proceedings. ……207～209

リゴーボールブレーカー



着底型ボールブレーカー

単独又はコアーサンプラー等と併用しブレーカー中のガラス球の破壊音により船上にてその着底を確認することが出来る又深度も知ることが出来る

プロペラ式ボールブレーカー

連結した採水器等の上部にとりつけレリーズ装置として使用しガラス球の破壊音により採水器の動作開始を知ることが出来る

メッセンジャー式ボールブレーカー

プロペラ式ボールブレーカーと同様に連結した採水器等の上部又は最下部に取付け、採水器の動作開始又は動作終了を知ることが出来る

ガラス球直径 65 mm

株式会社　離　合　社

本　　社　東京都千代田区神田鍛冶町1の2　電話 神田(251)1513・773・458
大阪営業所　大阪市北区北同心町1の15　電話 堀川(35)　8019
工　　場　東京・浦和

T.S.K 株式会社 鶴見

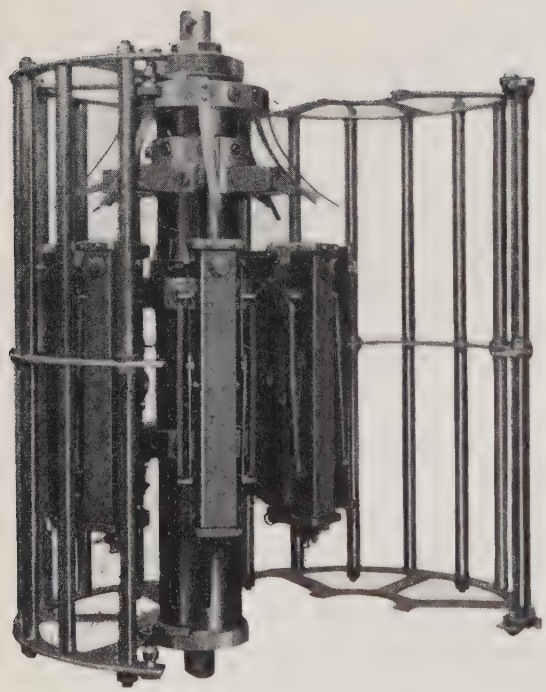
THE TSURUMI SEIKI

No. 1506 TSURUMI, TSURUMI-

The Synthetic Maker
Instruments and the

T.S.—SEA SAMPLER

(T.S.—多層採水器)



(1) 一回の観測にて

(2) 下層 200m より順次 150—100—75—50—30—20—10 m の順に採水

(3) 各層に於ての深度誤差 3% 以内

(4) 一筒の採水量 200 cc

This instrument can obtain water samples,

(1) by only one operation.

(2) from 200 meter low layer to the surface in order of 200 M—150 M—100 M—75 M—50 M—30 M—20 M and 10 M.

(3) Depth error: less than ±3%.

(4) Volume of water canisters: 200 cc. each.

株式会社 鶴見精機工作所

精　機　工　作　所

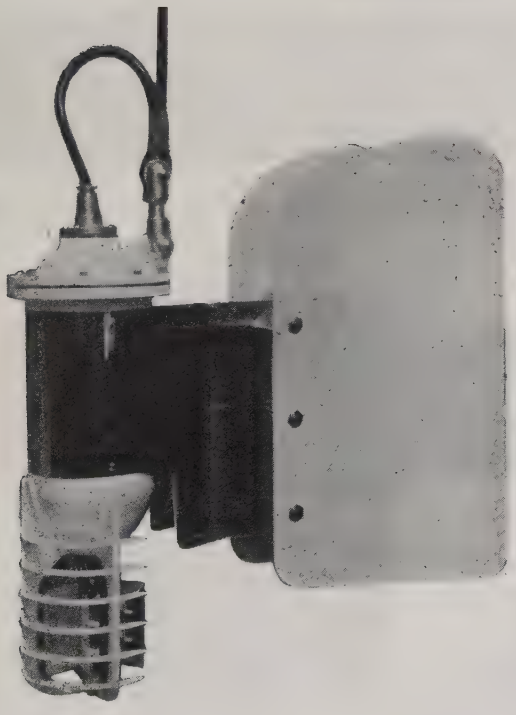
KOSAKUSHO CO., LTD.

KU, YOKOHAMA, JAPAN

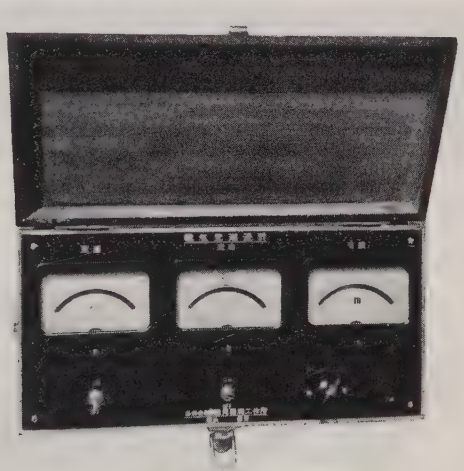
of the Oceanographic Marine Instruments

T.S.—ELECTRIC CURRENTMETER

(T.S.—電気式流速計)　　(米国海軍水路部納入 1959)



発信器



直読指示器

(1)　流向 0—360 度最小目盛 5 度
(2)　流速 15. cm/sec～150 cm/sec, 最小目 2 cm.
(3)　深度 0～200 m, 0～300 m, 最小目 2.5 m.
(4)　水温付のものは御要求により製作

Supplied to U.S. Navy Hydrographic Office in 1959.

(1)　Direction—0～360°:　5° graduation.
(2)　Velocity—15. cm/sec.～150 cm/sec.: 2 cm. graduation.
(3)　Depth—two kinds: 0～200 M type & 0～300 M type, graduation 2.5 m.
(4)　We are able to furnish the instrument with thermometer if desired.

岩宮測器研究所

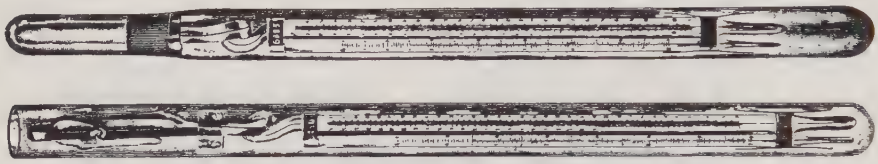
所長　岩宮政雄

REVERSING THERMOMETER

渡部式転倒温度計　　赤沼式海水用比重計
木枠式転倒温度計　　温度基準器各種
水温計各種　　湿度計・水銀リレー

株式会社 渡部計器製作所

東京都文京区東片町114　　電話 小石川 (92) 5954番 0044番

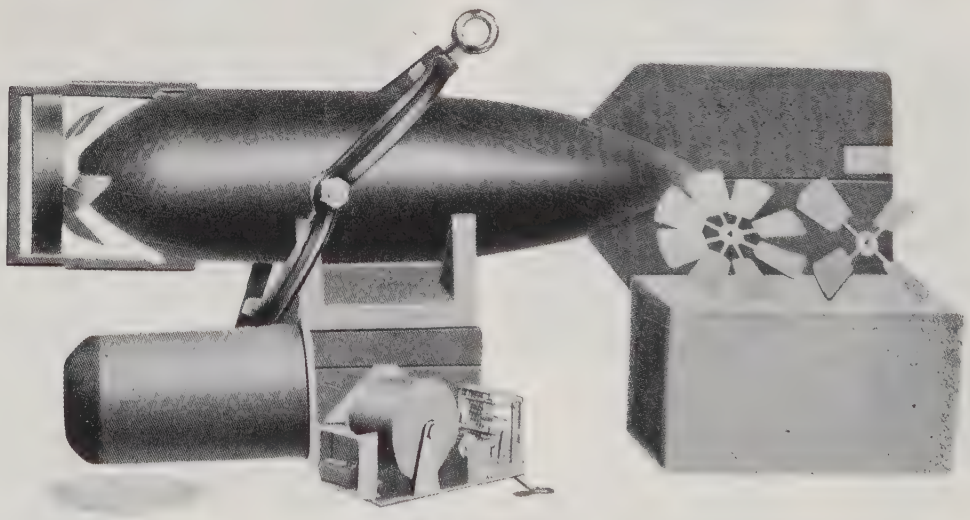


TELEGRAPHIC CODE: STWKEIKI

WATANABE KEIKI MANUFACTURING COMPANY LTD.

114 Higashikata-machi. Bunkyo-ku Tokyo.

JAPAN



(小野式自記流速計)

営業品目

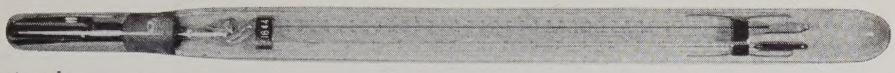
小野式自記流速計・発電型流速計
土圧計・自記水位計
遠隔指示水位計・フース型検潮器
自記波高計・自記波圧計
階段抵抗式波高計・その他海洋観測諸計器

協和商工株式会社

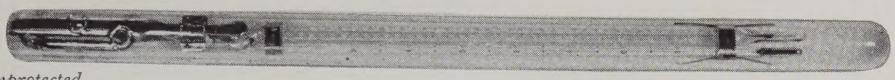
東京都豊島区椎名町1丁目1804番地

電話 (951) 1858・8147番

REVERSING TERMOMETER



Protected



Unprotected

Patented parallax-free back scale, opal glass back sheath enable precise measurement.
Write for details

YKS **Yoshino Keiki Co.**

1-14, NISHIGAHARA KITA-KU
TOKYO JAPAN

Standard Thermometer
Precise Thermometer
Mercury Barometer
Hygrometer

Announcment for foreign members

Beginning from the 1959 fiscal year, namely from April 1, 1959 (Volume 15, No 1), the annual foreign membership dues of the Oceanographical Society of Japan will be U.S. $2.50 (¥900).

Please make remittances payable to and send direct to :—

The Oceanographical Society of Japan
c/o Geophysical Institute,
University of Tokyo
Yayoi-cho, Bunkyo-ku
Tokyo, Japan.

Annual dues for foreign members who are now in Japan and wish to receive the Journal at their present addresses in Japan will be ¥600.

昭和33年12月の役員会において，昭和34年度より日本人会員で目下，外国にあり雑誌を自分が現在いるところに送つてもらいたいものの会費を米貨 2 ドル50セント（邦貨900円）に改訂することが決められましたので御承知下さい。なお在外日本人で雑誌の留守宅送付を希望する向の会費は在来通り 600 円です。

昭和 35 年 5 月 15 日印刷
昭和 35 年 5 月 20 日発行

日本海洋学会誌 第15巻 第4号

定価 ¥200　　送料 ¥20

編集者　松江吉行

発行者　日本海洋学会
東京大学理学部地球物理学教室内
東京都文京区弥生町
振替番号：東京173123

印刷所　大東印刷工芸株式会社
東京都中央区新富町2ノ19

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

BOARD OF EDITORS

Editor-in-Chief	Yoshiyuki MATSUE	University of Tokyo
Assistant Editors	Mashito NAKANO	Japan Meteorological Agency
	Tosio NAN'NITI	Meteorological Research Institute
	Hiroshi NIINO	Tokyo University of Fisheries
	Rinnosuke FUKAI	Tokai Regional Fisheries Reserch Laboratory
	Kozo YOSHIDA	University of Tokyo
	Yuzo KOMAKI	University of Tokyo

* * *

The JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN is a medium for the publication of original paper in oceanography and closely allied fields. It is published quarterly by the Oceanographical Society of Japan. The annual dues for the types of membership available in the Society are: Domestic Member ¥600, Oversea Member $2.50 (¥900), and Sustaining Member ¥5000. The subscription price of the Journal is ¥800 per year to nonmembers. Foreign subscription carry an additional charge for postage $1.00 (or equivalent amount in Japanese currency according to the prevailing official rate of exchange).

Subscribers are requested to make remittance payable to the Oceanographical Society of Japan. Subscription orders, claims for missing numbers, change of address, and other business correspondence should be addressed to the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophysical Institute, University of Tokyo, Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.

* * *

Information for contributors

1. Authors must be, in principle, members of the Oceanographical Society of Japan, but there is no objection if co-authors are non-members.
2. The date of receipt of a manuscript is when the editorial board receives it. The manuscript should be one which has been read at an open meeting and has not been printed elsewhere. The reading of the manuscript at an annual or a monthly meeting of the Oceanographical Society of Japan is desirable. The manuscript should be provided with the date, the name and the place of the meeting at which it was read. Every manuscript should be sent *directly* to **the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophygical Institute, the University of Tokyo; Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo Japan.**
3. All contributions to the Journal should be written in Japanese or in occidental languages. In the latter case, English language is desirable.
4. The manuscript must be clear and brief, and its length should not exceed **10** pages when printed in the Journal. This nearly corresponds to 25 double-spaced typewritten pages including figures. and tables. The author is requested to pay page charges ($5.00 per page) necessary for printing the **exceeded** pages. All manuscripts should be prepared with special attention to following articles.
   (a) All manuscripts should be typewritten with double-space.
   (b) Title, author's name and affiliation are required at the beginning of each manuscript.
   (c) Each figure must be drawn in black ink or Indian ink for direct photographic reproduction. The original drawing, particularly characters and symbols for the lettering of illustrations, should be large enough to remain clearly legible when reduced.
   (d) Figures and tables should be confined to necessary ones. The author might be requested to pay charges necessary for printing them when they are particular or exceed 8 sheets.
   (e) Each figure and table must be provided with an adequate legend.
   (f) Mathematical formulae in the manuscript should be written clearly with a wide space above and below each character.
   (g) References should be grouped at the end of the paper and arranged alphabetically by authors' name.
   (h) The form and style of each article should be referred to the Journal subsequent to volume 12.
5. The editoral board of the Journal might revise or request the author to revise the submitted manuscript. A manuscript which is against the above mentioned articles will not be accepted. The author must read, in principle, the galley proof.
6. The author (or authors) of each article will receive a total of 50 *free* reprints (with covers). Additional reprints with or without covers may be ordered by authors when galley proofs are returned at the cost of printing (including postage).
7. The closing days of manuscripts and the days of publication of each number of the Journal are as follows;

No. 1	Jan. 31	Mar. 31
No. 2	Apr. 30	Jun. 30
No. 3	Jul. 31	Sep. 30
No. 4	Oct. 31	Dec. 31